EMIL BURZO

FIZICA FENOMENELOR MAGNETICE

Vol. III

Magnetism tehnic

138420
B.C.U. - IASI

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
București, 1983

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Physics of magnetic phenomena:
Technical magnetism
Vol. III

Физика магнитных явлений:
Технический магнетизм
Том III

I. 31.637
Univ. „Al. I. Cuza" Iaşi
Bibl. Facul[illegible] de fizică
T. III-5490

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
R 79717, BUCUREŞTI, CALEA VICTORIEI NR. 125

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

PREFAŢĂ

Volumul trei al lucrării „Fizica fenomenelor magnetice. Magnetismul tehnic", abordează probleme fundamentale ale magnetismului strîns legate de utilizările materialelor magnetice în tehnică. Pentru început, în capitolul X, se prezintă unele aspecte ale termodinamicii tranziţiilor de fază magnetice. Se discută apoi efectele termice ce însoţesc procesele de magnetizare cît şi comportarea materialelor magnetice la presiuni ridicate. După definirea exponenţilor critici, se analizează regiunea de tranziţie folosind aproximaţia cîmpului molecular, modelul Landau, legile de scalare cît şi aproximaţia grupului de renormare. În completarea metodelor clasice de caracterizare a materialelor magnetice, în capitolul XI se prezintă tehnicile moderne de studiu ale acestora. Alături de principiile fizice ale metodelor de rezonanţă paramagnetică electronică, rezonanţa în sisteme ordonate magnetic, rezonanţa magnetică nucleară, rezonanţă nucleară gamma, difracţie de neutroni, corelaţii unghiulare, rotaţia de spin a miuonului şi anihilarea pozitronilor, se expun cele mai reprezentative rezultate obţinute în analiza materialelor magnetice. Plecînd de la simetria reţelei cristaline, în capitolul XII, se descriu, fenomenologic, proprietăţile elastice, magnetoelastice cît şi energia de anizotropie. Se trec în revistă mecanismele microscopice ce condiţionează anizotropia şi magnetostricţiunea, pentru ca apoi să se discute tipurile de anizotropii induse în contextul obţinerii unor materiale cu caracteristici predeterminate. Se redau proprietăţile fizice şi se specifică utilizările unor clase importante de materiale, utilizări condiţionate de valorile caracteristice ale constantelor de anizotropie şi respectiv de magnetostricţiune. În capitolul XIII se studiază domeniile magnetice atît în cadrul teoriei clasice cît şi micromagnetice. Se analizează pereţii de domenii cît şi structura de domenii a materialelor masive şi a păturilor subţiri. Plecînd de la structura caracteristică de domenii, în capitolul XIV se studiază procesele de magnetizare în monocristale şi materiale policristaline şi respectiv modelele ce descriu cîmpul coercitiv. În final se prezintă fenomenul de reptaţie magnetică. Aspecte specifice puse de magnetismul particulelor fine sînt discutate în capitolul XV. În acest context se studiază dimensiunea critică, procesele de magnetizare cît şi efectele de relaxare prezentîndu-se totodată problemele ridicate de aplicaţiile acestora în tehnică şi anume la realizarea de magneţi permanenţi, medii de înregistrare magnetică cît şi în analiza magnetismului rocilor. Comportarea magnetică a păturilor subţiri se redă în capitolul XVI. Pentru început se trece în revistă comportarea magnetică a unor tipuri

reprezentative de pături subțiri monocristaline, policristaline și amorfe cît și a materialelor care pot genera domenii cilindrice în contexul utilizării ca elemente de memorii. Proprietățile magnetice se corelează cu structura păturii. Se prezintă apoi unele modele ce descriu apariția magnetizării spontane a păturilor subțiri. Capitolul XVII are în vedere analiza fenomenului de trenaj magnetic și a implicațiilor tehnice ale acestuia. Alături de mecanismele responsabile pentru apariția trenajului, se trec în revistă metodele experimentale de studiu.

Materialul de față constituie ultimul volum al lucrării ce și-a propus să analizeze ansamblul fenomenelor magnetice. Așa cum s-a evidențiat, acest volum are în vedere, în principal, studiul proceselor fizice care stau la baza utilizării în tehnică a materialelor magnetice. Dat fiind specificul problemelor abordate, parcurgerea lucrării este condiționată într-o mică măsură de materialul expus în volumele precedente.

Mă folosesc și de acest prilej pentru a adresa mulțumirile mele și a-mi exprima recunoștința acad. prof. Ioan Ursu pentru discuțiile fructuoase avute pe parcursul redactării lucrării și interesului acordat publicării ei.

Adresez mulțumirile mele prof. dr. G. Ciobanu și dr. G. Adam pentru discuțiile deosebit de utile avute cu prilejul redactării capitolelor X și respectiv XIII.

Mulțumesc lui T. Nuțu și D. Julea pentru sprijinul acordat realizării părții grafice și dactilografierii lucrării.

Sînt recunoscător redactorilor de la Editura Academiei pentru colaborarea fructuoasă în editarea volumelor lucrării.

AUTORUL

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

X. **COMPORTAREA MAGNETICĂ ÎN JURUL PUNCTELOR DE TRANZIȚIE. EFECTE TERMICE ȘI ALE PRESIUNII** 13

X.1. **Introducere** 13
X.2. **Termodinamica tranzițiilor magnetice. Anomalii în proprietățile fizice ale materialelor feromagnetice** 14
X.2.1. Termodinamica tranzițiilor magnetice 14
X.2.2. Anomalii în proprietățile fizice ale materialelor feromagnetice 20
X.3. **Efecte termice** 25
X.3.1. Efectul magnetocaloric 25
X.3.2. Efecte termice ce însoțesc procesele de magnetizare 27
X.4. **Comportarea magnetică la presiuni ridicate** 32
X.5. **Tranziții de fază** 35
X.5.1. Exponenții critici 35
X.5.2. Aproximația cîmpului molecular 39
X.5.3. Parametrii implicați în calculul exponenților critici 43
X.5.4. Teoria Landau a tranzițiilor de fază 44
X.5.5. Relații de scalare. Teoria grupului de renormare 48
X.5.6. Puncte multicritice 58
X.5.7. Tranziții de fază în materiale de tip sticle de spin și mictomagnetice . . . 68

Bibliografie 70

XI. **METODE MODERNE DE STUDIU ALE PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE ALE MATERIALELOR** 74

XI.1. **Rezonanța paramagnetică electronică** 74
XI.2. **Rezonanța în sisteme ordonate magnetic** 92
XI.2.1. Efecte magnetomecanice 92
XI.2.2. Rezonanța feromagnetică 96
XI.2.3. Rezonanța antiferomagnetică 108
XI.2.4. Rezonanța ferimagnetică 110
XI.3. **Rezonanța magnetică nucleară** 113
XI.4. **Difracția de neutroni** 123
XI.5. **Rezonanță nucleară gama fără recul (efect Mössbauer)** 135
XI.6. **Corelații unghiulare perturbate** 149
XI.7. **Studiul materialelor magnetice prin tehnica rotației de spin a miuonului** . . . 159
XI.8. **Tehnici de anihilare a pozitronilor folosite în studiul materialelor magnetice** 165

Bibliografie 170

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XII. **ANIZOTROPIA ŞI MAGNETOSTRICŢIUNEA** 181
XII.1. **Probleme generale** 181
XII.2. **Descrierea fenomenologică a anizotropiei şi magnetostricţiunii** 186
XII.2.1. Descrierea fenomenologică a anizotropiei 186
XII.2.2. Descrierea fenomenologică a magnetostricţiunii 190
XII.2.3. Energia elastică 191
XII.3. **Modele microscopice ale anizotropiei** 195
XII.3.1. Modelul unui ion al anizotropiei 195
XII.3.2. Modelul pereche al anizotropiei 201
XII.3.3. Anizotropia în modelul de bandă 204
XII.4. **Dependenţa de temperatură şi cîmp a anizotropiei magnetocristaline în sisteme cu momente localizate** 210
XII.5. **Anizotropii induse** 215
XII.5.1. Ordinea direcţională 215
XII.5.2. Cinetica de formare a anizotropiei la recoacerea în cîmp magnetic 219
XII.5.3. Anizotropia indusă prin laminare 221
XII.5.4. Anizotropia indusă în procesele de elaborare a materialelor 224
XII.5.5. Anizotropia indusă prin recoacere în cîmp magnetic 225
XII.5.6. Anizotropia indusă în sticlele metalice 226
XII.6. **Metode experimentale** 227
XII.7. **Date experimentale** 229
XII.8. **Energia magnetoelastică** 230
XII.8.1. Efecte magnetoelastice 230
XII.8.2. Descrierea fenomenologică a energiei magnetoelastice 233
XII.8.3. Deformaţii la echilibru 234
XII.8.4. Corelaţii între coeficienţii de anizotropie şi magnetostricţiune în modelul Néel 238
XII.9. **Dependenţa de temperatură a magnetostricţiunii pentru sisteme cu momente localizate** 240
XII.10. **Magnetostricţiunea în model de bandă** 244
XII.10.1. Magnetostricţiunea normală 244
XII.10.2. Magnetostricţiunea forţată 249
XII.10.3. Paramagnetostricţiunea 252
XII.10.4. Magnetostricţiunea oscilatorie 254
XII.11. **Contribuţia energiei magnetice la proprietăţile elastice şi la constantele de anizotropie** 255
XII.11.1. Contribuţia energiei magnetice la proprietăţile elastice 255
XII.11.2. Contribuţia magnetostricţiunii la constantele de anizotropie 258
XII.12. **Rezultate experimentale** 259
XII.12.1. Metode experimentale 259
XII.12.2. Compuşi magnetostrictivi ai pămînturilor rare 262
XII.12.3. Magnetostricţiunea sticlelor metalice 264
Bibliografie 267

XIII. **DOMENII MAGNETICE** 275
XIII.1. **Introducere** 275
XIII.2. **Pereţi interdomenici** 279
XIII.2.1. Probleme generale. Clasificare 279
XIII.2.2. Dimensionalitatea modelelor de pereţi interdomenici 282
XIII.3. **Structura pereţilor interdomenici** 284
XIII.3.1. Metoda Néel de determinare a structurii pereţilor interdomenici 284

XIII.3.2. Alte metode de calcul al structurii pereților interdomenici 300
XIII.4. **Modele de pereți unidimensionali în pături subțiri** 304
XIII.4.1. Pereți Néel unidimensionali neîncărcați în pături cu anizotropie în plan . . 304
XIII.4.2. Pereți Bloch unidimensionali neîncărcați în păturile cu anizotropie uniaxială în plan 309
XIII.4.3. Pereți Néel unidimensionali încărcați 310
XIII.4.4. Pereți interdomenici unidimensionali în pături cu o axă ușoară perpendiculară la planul păturii 311
XIII.5. **Modele de pereți unipolari bidimensionali** 313
XIII.5.1. Pereți Bloch bidimensionali 313
XIII.5.2. Pereți Néel bidimensionali 316
XIII.6. **Domenii magnetice** 317
XIII.6.1. Energia magnetostatică a domeniilor 319
XIII.6.2. Structuri ale domeniilor magnetice în materiale cu anizotropie uniaxială 323
XIII.6.3. Structuri ale domeniilor magnetice în cristale cu simetrie cubică. Structuri secundare 326
XIII.7. **Structuri de domenii în păturile subțiri feromagnetice** 330
XIII.7.1. Direcția magnetizării într-o pătură subțire monodomenică 330
XIII.7.2. Energia magnetostatică a unei pături subțiri feromagnetice 331
XIII.7.3. Influența câmpului de anizotropie asupra structurilor de domenii 333
XIII.7.4. Structuri de domenii în păturile subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară ($Q > 1$) 335
XIII.7.5. Structuri de domenii în pături subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară ($Q < 1$) 337
XIII.8. **Domenii magnetice în materiale antiferomagnetice și amorfe** 339
XIII.8.1. Structura de domeniu a materialelor antiferomagnetice 339
XIII.8.2. Structura de domeniu a materialelor amorfe 343
XIII.9. **Modele experimentale de studiu a structurilor de domeniu** 343
XIII.9.1. Metoda pulberilor 343
XIII.9.2. Microscopia electronică Lorentz 345
XIII.9.3. Metode bazate pe efectele magnetooptice Kerr și Faraday 350
XIII.9.4. Tehnici de determinare a structurilor de domenii cu ajutorul neutronilor 353
XIII.9.5. Topografia cu ajutorul radiațiilor X 355

Bibliografie 356

XIV. **PROCESE DE MAGNETIZARE** 362

XIV.1. **Probleme generale** 362
XIV.2. **Procese de magnetizare în monocristale** 364
XIV.3. **Legea lui Rayleigh. Modelul Preisach** 371
XIV.4. **Deplasări de pereți de domeniu** 375
XIV.4.1. Modelul funcției potențiale 375
XIV.4.2. Modelul elastic 381
XIV.4.3. Modelul ce consideră frecarea peretelui 383
XIV.4.4. Deplasări de pereți înguști 385
XIV.4.5. Deplasări de pereți în teoria funcțiilor aleatoare 387
XIV.4.6. Dinamica pereților de domeniu 388
XIV.5. **Efectul Barkhausen** 391
XIV.6. **Susceptivitatea magnetică inițială** 394
XIV.7. **Câmpul coercitiv** 399
XIV.7.1. Modelul peretelui plan rigid 399
XIV.7.2. Modelul câmpurilor de dispersie 405

UNIV. „AL. I. CUZA" FAC. DE FIZICĂ

XIV.7.3. Alte modele ce descriu cîmpul coercitiv 411
XIV.8. **Legea apropierii de saturație pentru materiale policristaline** 416
XIV.8.1. Rotații ale magnetizării în cîmpuri intense 417
XIV.8.2. Originea termenului în H^{-1} 423
XIV.8.3. Metode de calcul a curbelor de magnetizare și a curbelor de histereză . . . 426
XIV.9. **Comportarea materialelor magnetice la acțiunea unor cicluri de histereză succesive, asimetrice** 427

Bibliografie 429

XV. **PARTICULE FINE** 432

XV.1. **Introducere** 432
XV.2. **Dimensiunea critică a particulei unidomeniale** 433
XV.2.1. Modelul clasic al particulei unidomeniale 433
XV.2.2. Dimensiunea critică a particulei în cadrul teoriei micromagnetice 437
XV.3. **Procese de magnetizare la particule fine** 442
XV.3.1. Procese de magnetizare la probe cilindrice 442
XV.3.2. Procese de magnetizare 445
XV.4. **Interacții magnetostatice între particule** 459
XV.5. **Superparamagnetism** 464
XV.5.1. Mecanisme de relaxare a magnetizării 464
XV.5.2. Comportarea superparamagnetică a particulelor fine 469
XV.5.3. Determinarea dimensiunilor particulelor fine 473
XV.6. **Utilizări ale particulelor fine** 477
XV.6.1. Magneți permanenți 477
XV.6.2. Medii de înregistrare magnetică 478
XV.6.3. Magnetismul rocilor 481

Bibliografie 482

XVI. **COMPORTAREA MAGNETICĂ A PĂTURILOR SUBȚIRI** 485

XVI.1. **Introducere** 485
XVI.2. **Proprietățile magnetice ale păturilor subțiri monocristaline** 486
XVI.2.1 Pături subțiri monocristaline ale metalelor de tranziție $3d$ 487
XVI.2.2. Influența substratului asupra proprietăților magnetice. Pături subțiri modulate compoziționa1 491
XVI.3. **Pături subțiri amorfe** 493
XVI.3.1. Pături subțiri amorfe ale metalelor de tranziție $3d$ și ale aliajelor acestora 493
XVI.3.2. Pături subțiri amorfe ale metalelor pămînturi rare 496
XVI.4. **Pături subțiri cu domenii cilindrice** 500
XVI.5. **Legătura între proprietățile magnetice ale păturilor subțiri ordonate magnetic și structura lor. Procese de inversare a fluxului** 508
XVI.5.1. Legătura între proprietățile magnetice și structura păturii 508
XVI.5.2. Mecanisme de comutare a magnetizării în pături subțiri 515
XVI.6. **Modele ce descriu apariția magnetizării spontane în pături subțiri** 518

Bibliografie 524

XVII. **TRENAJUL MAGNETIC** 528

XVII.1. **Probleme generale** 528
XVII.2. **Modelul formal al trenajului magnetic** 530
XVII.3. **Trenajul magnetic prin difuzie** 536

XVII.3.1. Modele fenomenologice 536
XVII.3.2. Modelul Néel al trenajului prin difuzie 537
XVII.4. **Trenajul magnetic prin fluctuaţii** 546
XVII.4.1. Modelul Néel al trenajului prin fluctuaţii 546
XVII.4.2. Modelul Street-Woolley 550
XVII.4.3. Alte modele ce descriu trenajul prin fluctuaţii 553
XVII.5. **Trenajul magnetic în materiale cu pereţi de domeniu înguşti** 559
XVII.6. **Metode de măsură a trenajului magnetic** 560

Bibliografie 561

Indice de termeni 563

ABSTRACT 571

CONTENTS 573

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

X. COMPORTAREA MAGNETICĂ ÎN JURUL PUNCTELOR DE TRANZIŢIE. EFECTE TERMICE ŞI ALE PRESIUNII

X.1. Introducere

În capitolele VII—IX am prezentat unele aspecte legate de comportarea magnetică, în vecinătatea punctelor de tranziţie magnetică. Acestea au servit la testarea modului în care diferitele modele pot descrie comportarea magnetică a materialelor reale. Ne propunem să analizăm mai în detaliu tranziţiile de fază cît şi fenomenele critice. În acelaşi timp vom prezenta unele probleme privind termodinamica tranziţiilor de fază cît şi aspecte legate de fizica fenomenelor magnetice care pot fi analizate în cadrul formalismului termodinamic, ca de exemplu studii sub presiune, fenomene însoţind magnetizarea etc.

O tranziţie de fază corespunde unei modificări drastice a proprietăţilor fizice ale unui sistem. Se pot distinge două tipuri de tranziţii. Acelea în care una sau mai multe derivate de ordinul unu, ale potenţialelor termodinamice relevante, se modifică în mod discontinuu funcţie de variabilele considerate, sînt denumite *tranziţii de fază de speţa întîi*. Tranziţiile în care derivatele de ordinul unu ale potenţialului termodinamic rămîn continue, în timp ce numai derivatele de ordin mai înalt sînt divergente sau se modifică în mod discontinuu la punctul de tranziţie, sînt denumite *tranziţii de fază continue* sau de *speţa a doua*. În această situaţie, pentru a localiza tranziţia vom introduce termenul de *punct critic*. Este necesar a menţiona [1] că noţiunea de „punct" nu este întotdeauna potrivită dacă considerăm variaţia mai multor parametrii termodinamici.

Fazele între care apare tranziţia se caracterizează printr-un *parametru de ordine*, care este nul în faza dezordonată şi are o valoare finită în faza ordonată. Acest concept a fost introdus pentru ambele tipuri de tranziţii [2, 3]. În cazul tranziţiei de speţa întîi, parametrii de ordine, la tranziţie, se modifică în mod discontinuu. Această modificare, în cazul tranziţiilor de speţa a doua, are loc în mod continuu dar aceşti parametri nu pot fi diferenţiaţi în funcţie de o variabilă intensivă, ca de exemplu temperatura. În cazul tranziţiei de speţa a doua, în *regiunea critică*, apropiată de T_c, se evidenţiază un timp de *comportare universală*, care într-o primă aproximaţie nu depinde de natura particulară a sistemului (cap. VII). Această comportare poate fi justificată prin existenţa unor efecte cooperative, care condiţionează în mod simultan modificarea proprietăţilor fizice ale întregului sistem.

În cadrul capitolului ne propunem să analizăm, pentru început, unele probleme legate de termodinamica tranziţiilor magnetice cît şi să

particularizăm relațiile dezvoltate în cadrul aproximației cîmpului molecular. Vom discuta apoi efectele termice însoțind magnetizarea, incluzînd cele evidențiate în apropiere de temperatura Curie. Abordăm apoi probleme legate de comportarea materialelor magnetice sub acțiunea presiunii. Deși vom analiza, în special, comportarea în jurul temperaturii critice, vom reda și unele rezultate privind dependența de presiune a magnetizării spontane.

Discutăm apoi comportarea în jurul temperaturii de tranziție. Vom introduce pentru început exponenții critici, pentru ca apoi să analizăm regiunea critică, folosind aproximația cîmpului molecular, modelul Landau, legile de scalare [4] cît și metode de renormare [5].

Am evidențiat în capitolul VII că domeniul fenomenelor critice corespunde cu acela în care se evidențiază efectele mai multor corpuri și ca atare acesta constituie un test al modelelor ce descriu comportarea magnetică. Studiul tranzițiilor de fază s-a făcut folosind modele simplificate care pot fi soluționate teoretic. În acest sens am evidențiat deja în paragraful VII.2 că în cazul rețelelor uni- sau bidimensionale s-au obținut soluții exacte [6] cît și pentru sisteme cu dimensionalitatea mai mare ca patru [7]. Cristalele reale sînt însă în general, tridimensoinale. Sistemele mai complicate pot fi întotdeauna analizate plecînd de la un hamiltonian de spin efectiv.

O analiză teoretică a universalității comportării, evidențiază (vezi paragraful VII.1) că fenomenele critice nu depind de natura și intensitatea interacțiilor sau fenomenelor cooperative, ci numai de simetria hamiltonianului de spin și de dimensionalitate. Astfel analiza poate fi făcută luînd în considerare, în principal, numărul de componente ale spinului (n) și respectiv dimensionalitatea rețelei (d).

X.2. Termodinamica tranzițiilor magnetice. Anomalii în proprietățile fizice ale materialelor feromagnetice

X.2.1. Termodinamica tranzițiilor magnetice

Să considerăm o substanță magnetică, avînd masa unitate, aflată la temperatura T, presiunea p și cîmpul de inducție B. Să notăm prin v volumul acesteia iar prin M magnetizarea. Starea termodinamică a probei este definită prin funcția Gibbs, $\mathcal{G}$,

$$\mathcal{G} = \mathcal{U} - T\mathcal{S} + pv - BM. \tag{X.2.1}$$

unde $\mathcal{U}$ este energia internă și $\mathcal{S}$ entropia. Variabilele T, p și B fiind independente, avem următoarele relații:

$$(\partial\mathcal{G}/\partial T)_{p,B} = -\mathcal{S}; \quad (\partial\mathcal{G}/\partial p)_{T,B} = v; \quad (\partial\mathcal{G}/\partial B)_{p,T} = -M. \tag{X.2.2}$$

Într-o transformare reversibilă elementară, diferențială $d\mathcal{G}$ are forma

$$d\mathcal{G} = -\mathcal{S}\,dT + v\,dp - M\,dB. \tag{X.2.3}$$

De aici

$$(\partial M/\partial p)_{B,T} = -(\partial v/\partial B)_{p,T}. \qquad (X.2.4)$$

Să considerăm pentru început *tranziția de speța întîi*, la temperatură T', cînd proba este supusă la presiunea p' și cîmpul de inducție B'. Tranziția de speța întîi se caracterizează printr-o discontinuitate a derivatelor de ordinul unu a potențialului termodinamic $\mathcal{G}$, în raport cu temperatura, presiunea și cîmpul de inducție. În consecință există o discontinuitate a entropiei $\mathcal{S}$, a volumului v și a magnetizării M cît și apariția unei călduri latente de transformare, $\mathcal{L}$.

Să notăm prin A și B cele două faze stabile de o parte și de alta a tranziției, iar prin $\mathcal{G}_A$ și $\mathcal{G}_B$ potențialele lor termodinamice. În punctul de tranziție avem $\mathcal{G}_A = \mathcal{G}_B$. Să definim o a doua stare de tranziție foarte apropiată de cea precedentă și să dăm creșterile ΔT, Δp și ΔB temperaturii, presiunii și cîmpului de inducție. În acest al doilea punct de tranziție, $\mathcal{G}_A$ este încă egal cu $\mathcal{G}_B$; variațiile lui $\mathcal{G}_A$ și $\mathcal{G}_B$ trebuie să fie egale. Această ultimă condiție conduce la relațiile [8]:

a) Cîmp de inducție constant:

$$\frac{\partial T'}{\partial p'} = \frac{v_B - v_A}{\mathcal{S}_B - \mathcal{S}_A} \text{ sau } \mathcal{L}_{AB} = T'(\mathcal{S}_B - \mathcal{S}_A) = T'(v_B - v_A)\left(\frac{\partial p'}{\partial T'}\right). \qquad (X.2.5)$$

Relația (X.2.5) este cunoscută sub denumirea de *formula lui Clapeyron*. Aceasta leagă modificarea de volum cu panta curbei ce dă temperatura de tranziție în funcție de presiune.

b) La presiune constantă:

$$\frac{\partial T'}{\partial B'} = -\frac{M_B - M_A}{\mathcal{S}_B - \mathcal{S}_A} \text{ sau } \mathcal{L}_{AB} = -(M_B - M_A)T'\frac{\partial B'}{\partial T'}. \qquad (X.2.6)$$

c) La temperatură constantă:

$$\frac{\partial p'}{\partial B'} = \frac{M_B - M_A}{v_B - v_A}. \qquad (X.2.7)$$

În cazul *tranziției de speța a doua*, la temperatura de tranziție potențialele termodinamice ale celor două faze situate de cele două părți ale tranziției cît și derivatele de ordinul unu ale acestora sînt egale. Derivatele de ordinul doi sînt discontinue; acestea reflectă discontinuitățile observate în dependența de temperatură a căldurii specifice C_p, coeficientului de dilatare α și a compresibilității $\varkappa$. Generalizarea raționamentului făcut mai sus pentru tranzițiile de speța întîi, conduce la următoarele relații între temperatura de tranziție T', presiunea p' și inducția B':

$$\left(\frac{\partial T'}{\partial p'}\right)_B = 3vT'\frac{\alpha_A - \alpha_B}{C_{p,A} - C_{p,B}} = \frac{1}{3}\frac{\varkappa_A - \varkappa_B}{\alpha_A - \alpha_B} =$$

$$= -\frac{(\partial M_A/\partial B)_{T,B} - (\partial M_B/\partial p)_{T,B}}{(\partial M_A/\partial T)_{p,B} - (\partial M_B/\partial T)_{p,B}}, \qquad (X.2.8)$$

$$\left(\frac{\partial T'}{\partial B'}\right)_p = -\frac{M_A - M_B}{C_{p,A} - C_{p,B}} = \frac{v[(\partial M_A/\partial p)_{B,T} - (\partial M_B/\partial p)_{B,T}]}{3(\alpha_A - \alpha_B)} =$$

$$= -\frac{(\partial M_A/\partial B)_{p,T} - (\partial M_B/\partial B)_{p,T}}{(\partial M_A/\partial T)_{p,B} - (\partial M_B/\partial T)_{p,B}}, \qquad \text{(X.2.9)}$$

$$\left(\frac{\partial p'}{\partial B'}\right)_T = \frac{v(M_A - M_B)}{3T(\alpha_A - \alpha_B)} = -\frac{(\partial M_A/\partial p)_{B,T} - (\partial M_B/\partial p)_{B,T}}{\varkappa_A - \varkappa_B} =$$

$$= -\frac{(\partial M_A/\partial B)_{p,T} - (\partial M_B/\partial B)_{p,T}}{(\partial M_A/\partial p)_{T,B} - (\partial M_B/\partial p)_{T,B}}. \qquad \text{(X.2.10)}$$

Analiza cantitativă a fenomenelor critice folosind aceste relaţii se loveşte de anumite dificultăţi. Astfel este greu de a defini şi măsura, în apropiere de T_c, discontinuităţile în căldura specifică, coeficientul de dilatare sau derivata magnetizării spontane. Variaţiile corespunzătoare prezintă mai degrabă maxime ascuţite şi nu discontinuităţi [9].

Ne propunem să analizăm *tranziţia de fază de speţa întîi în cadrul modelului dezvoltat de Rodbell şi colab.* [10, 11], ce consideră un mecanism implicînd magnetostricţiunea prin schimb. Tranziţia de la faza ordonată magnetic la cea dezordonată, va fi de speţa întîi, dacă interacţiile de schimb depind puternic de parametrul reţelei cristaline şi dacă acesta este sensibil la tensiunile mecanice. Modelul consideră o colecţie de dipoli magnetici ce interacţionează, aceştia fiind analizaţi în aproximaţia cîmpului molecular (ACM). Presupunerea de bază a modelului constă în forma de variaţie a lui T_c şi anume

$$T_c = T_0(1 + \beta(v - v_0)/v_0), \qquad \text{(X.2.11)}$$

unde T_c este temperatura Curie şi T_0 este temperatura Curie dacă sistemul, în loc de volumul specific v, ar avea volumul specific v_0 caracteristic la 0 K, în absenţa deformaţiilor introduse prin interacţiile de schimb, sau de tensiunile aplicate, iar $\beta = \mathrm{d}(T_c/T_0)/\mathrm{d}(v/v_0)$.

Energia Gibbs pe unitatea de masă a sistemului magnetic conform cu relaţia (X.2.1) este

$$\mathcal{G} = \mathcal{U} - T\mathcal{S} - M_r M(0) B + pv, \qquad \text{(X.2.12)}$$

unde $M(0)$ este magnetizarea la saturaţie iar $M_r = M(T)/M(0)$ este magnetizarea redusă.

Pentru un spin arbitrar S aceasta poate fi scrisă

$$\mathcal{G} = -\frac{3}{2}\cdot\frac{S}{S+1}\cdot Nk_B T_c M_r^2 + \frac{1}{2\varkappa}\cdot\frac{(v - v_0)^2}{v_0} -$$

$$- T(\mathcal{S}_j + \mathcal{S}_r) - M_r B M(0) + pv. \qquad \text{(X.2.13)}$$

Am notat prin N numărul de ioni magnetici pe unitatea de masă, $\varkappa = -v^{-1}(\partial v/\partial p)_{T,B}$ este compresibilitatea izotermă, $\mathcal{S}_j$ şi $\mathcal{S}_r$ sînt entropiile pe unitatea de masă ale sistemului de spini şi respectiv a reţelei.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ecuaţia de stare a sistemului magnetic implică trei variabile independente de exemplu B, T şi p. Dacă acestea sînt fixate, variabilele dependente M_r, $\mathcal{S}_j$, $\mathcal{S}_r$ şi v vor lua valori care fac minimă energia liberă. Ca un prim pas în determinarea valorilor minime M_r şi v, presupunem că M_r şi $\mathcal{S}_j$ sînt fixate şi determinăm valoarea lui v care minimizează energia liberă. Pentru aceasta introducem relaţia (X.2.11) în (X.2.13), luăm derivata parţială a ecuaţiei rezultante faţă de v, păstrînd B, T, p şi M_r constante. Pentru $(\partial \mathcal{G}/\partial v) = 0$ se obţine

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{3}{2} \cdot \frac{S}{S+1} \frac{N k_B T_0 \varkappa \beta M_r^2}{v_0} + \alpha T - p\varkappa. \qquad \text{(X.2.14)}$$

Termenul αT (unde $\alpha = v^{-1}(\partial v/\partial T)_{p,B}$ este coeficientul de dilatare termică) rezultă din expresia aproximativă $(\partial \mathcal{S}_r/\partial v) \simeq \alpha/\varkappa$. În presupunerea că α şi căldura specifică la volum constant C_v sînt constante, $\mathcal{S}_r$ este dat de relaţia

$$\mathcal{S}_r = C_v \ln T + \alpha(v - v_0)\, \varkappa^{-1}. \qquad \text{(X.2.15)}$$

Energia liberă Gibbs minimă în raport cu v este

$$\mathcal{G}_{\min} = -\frac{9}{8}\left(\frac{S}{S+1}\right)^2 (N k_B T_0 \beta)^2 \frac{\varkappa M_r^4}{v_0} -$$

$$-\frac{3}{2} \cdot \frac{S}{S+1} N k_B T_0 [1 - \beta(p\varkappa - \alpha T)]\, M_r^2 -$$

$$-M_r M(0) B - T\mathcal{S}_j - T C_v \ln T - \frac{\alpha^2 T^2 v_0}{2\varkappa} + p v_0 \left(1 + \alpha T - \frac{1}{2} p\varkappa\right). \qquad \text{(X.2.16)}$$

Următorul pas în determinarea minimului lui $\mathcal{G}_{\min}$, pentru valori date B, T, şi p, este de a calcula şi reprezenta $[\mathcal{G}(M_r) - \mathcal{G}(0)]$ în funcţie de M_r — ecuaţia (X.2.16) — pentru diferite valori B, T şi p. Cel mai scăzut minim ne va da magnetizarea relativă M_r şi respectiv volumul specific v care corespunde la ecuaţia de stare termodinamică a sistemului, pentru valori B, T şi p date. Se obţin totodată condiţiile necesare pentru existenţa unor stări metastabile ale sistemului [10]. Să examinăm succint această problemă. Entropia sistemului de spini în ACM este o funcţie de magnetizare relativă. Astfel $\mathcal{S}_j(M_r)$ se dezvoltă în o serie de puteri pare ale lui M_r şi se exprimă apoi energia liberă minimă din (X.2.16) în funcţie de M_r. Prin compararea termenilor de ordinul patru în M_r se arată că este convenabil a introduce notaţia

$$\eta_j = \frac{5}{2} \cdot \frac{[4S(S+1)]^2}{2[(2S+1)^4 - 1]} \frac{N k_B T_0 \varkappa \beta^2}{v_0}. \qquad \text{(X.2.17)}$$

Condiţia, în cîmp nul, pentru existenţa posibilă a unei bariere de potenţial şi astfel o tranziţie de fază de speţa întîia este dată de

$$\eta_j > 1 - \beta(p\varkappa - \alpha T). \qquad \text{(X.2.18)}$$

Pentru a ilustra semnificaţia acesui termen adiţional, în figura X.1a redăm valorile $\mathcal{G}/Nk_BT_0$ în funcţie de M_r; pentru cîmpul B_1 valoarea de echilibru fiind M_{r1}. Dacă un cîmp magnetic ce pulsează rapid acţionează un timp foarte scurt (μs) asupra sistemului aflat iniţial în echilibru

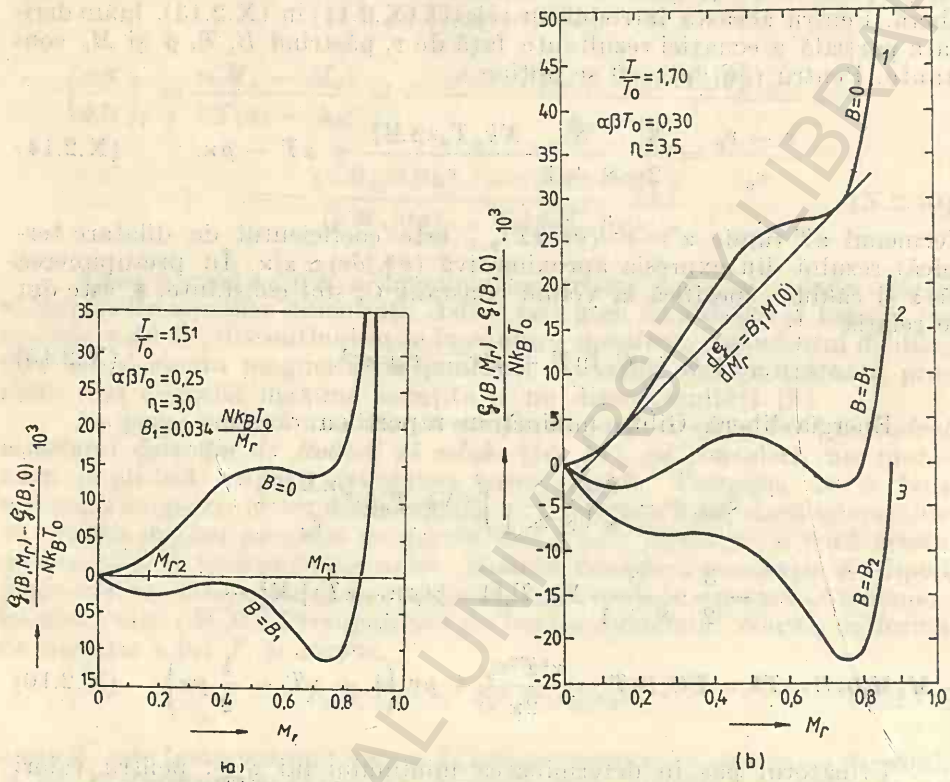


Fig. X.1. — Energia liberă redusă $\mathcal{G}/Nk_BT_0$ în funcţie de magnetizarea relativă pentru cîmpuri de inducţie $B=0$ şi $B=B_1$. Dacă iniţial avem $M_r=0$ şi $B=0$, în cîmpul $B_1>0$, energia liberă a sistemului se modifică corespunzător la starea metastabilă M_{r2}, sau prin bariera de potenţial la starea stabilă M_{r1}(a). În cîmpurile externe B_1 şi B_2 curba pentru $B=0$(*1*) se modifică la curba de echilibru (*2*) sau la curba fără barieră (*3*). Cîmpul B_2 este proporţional cu panta curbei (*1*) la punctul de inflexiune $M_r=0,32$ (b).

cu $M_r=0$ şi $B=0$, M_r poate să crească la o stare metastabilă M_{r2} în loc de M_{r1}. Astfel, dacă experimentul are loc într-un timp scurt comparativ cu timpul cerut, prin formarea sau creşterea nucleelor, prin trecerea prin bariera de potenţial implicată, vor exista stări de neechilibru.

Pentru a studia comportarea sistemului în cîmp pulsat să analizăm figura X.1b. Curba *1* reprezintă energia liberă netă $[\mathcal{G}(M_r)-\mathcal{G}(0)]$ în funcţie de M_r pentru cîmpul nul şi valori date ale temperaturii şi presiunii. Scăzînd un termen liniar în M_r ce are panta energiei libere în funcţie de M_r paralelă la tangenta dublă, se obţine curba *2* şi aceasta corespunde la cîmpul extern B_1, pentru o presiune şi temperatură dată, pentru care fazele paramagnetică şi feromagnetică sînt în echilibru termodinamic. Scăzînd contribuţia unui cîmp mai mare B_2 ca cel ce corespunde la panta curbei *1* în punctul de inflexiune la $M_r=0,32$ $(\partial\mathcal{G}/\partial M_r=B_2M(0))$, se

obține curba *3* care are o barieră nulă. Deci la o temperatură și presiune dată, cîmpul magnetic observat experimental care produce tranziția feromagnetică-paramagnetică este situat între valorile B_1 și B_2. Pentru cîmpuri ce pulsează rapid, timpul pentru nucleația fazei feromagnetice este mic și ca atare B va fi apropiat de valoarea B_2, în timp ce pentru măsurători în cîmp constant va fi apropiat de B_1. Diferența de cîmp $B_2 - B_3$ (unde $B_3 M(0)$ este panta curbei *1* la punctul de inflexiune $M_r = 0{,}65$) corespunzător la cele două curbe cu barieră nulă, reprezintă *histereza izotermă maximă posibilă*. În cîmpuri pulsatorii predomină procesele semiadiabatice. Tranziția la faza feromagnetică ordonă sistemul de spini care atunci trebuie să contribuie la entropia rețelei și astfel să ridice temperatura probei. Aceasta reduce cîmpurile de histereză, real și teoretic, pentru începutul revenirii la faza paramagnetică.

Deoarece curba *3*, din figura X.1b, are un punct de inflexiune la $M_r = 0{,}32$, se pot găsi condițiile pentru existența unei curbe cu bariera nulă luînd derivatele parțiale de ordinul unu și doi ale relației (X.2.16) în raport cu M_r și egalîndu-le cu zero. Aceasta conduce la:

$$\frac{BM(0)}{Nk_B T_0} = -\frac{T}{T_0}\left(\frac{1}{Nk_B}\frac{\partial \mathcal{S}_j}{\partial M_r} + \frac{3S}{S+1}\alpha\beta T_0 M_r\right) - \\ -\frac{3S}{S+1}(1-\beta p\varkappa)M_r - \frac{9}{80}\cdot\frac{[(2S+1)^4-1]}{(S+1)^4}\eta_j M_r^3, \qquad \text{(X.2.19)}$$

$$\frac{T}{T_0} = \left\{\frac{3S}{S+1}(1-\beta p\varkappa) + \frac{27}{80}\cdot\frac{[(2S+1)^4-1]}{(S+1)^4}\eta_j M_r^2\right\}\times \\ \times\left(-\frac{1}{Nk_B}\frac{\partial^2 \mathcal{S}_j}{\partial M_r^2}\frac{3S}{S+1}\alpha\beta T_0\right)^{-1}. \qquad \text{(X.2.20)}$$

Astfel dacă $\partial^2 \mathcal{S}_j/\partial M_r^2$ și $\partial \mathcal{S}_j/\partial M_r$ sînt cunoscute, pentru M_r dat ($M_r < 0{,}5$) și parametrii au valori fixate sau presupuse, se poate întîi determina T/T_0 din relația (X.2.20). Înlocuind T/T_0 în relația (X.2.19) rezultă cîmpul de inducție B necesar a obține condiția pentru o „barieră nulă" la tranziția paramagnetică-feromagnetică pentru o valoare M_r dată.

Folosind modelul Bean-Rodbell s-a analizat tranziția magnetică în monocristale de MnAs [11]. Cîmpul magnetic critic pentru tranziția de speța întîia la faza feromagnetică a fost măsurat în funcție de temperatură și presiune. Relațiile (X.2.16), (X.2.17), (X.2.19) și (X.2.20) au fost particularizate folosind rezultatele măsurătorilor efectuate asupra MnAs. Plecînd de la acestea s-au determinat valorile $\alpha\beta T_0$, η și $\varkappa\beta$ care dau cea mai bună concordanță cu suprafața ce descrie tranziția în diagrama $B-p-T$. Analiza datelor evidențiază că tranziția în compusul MnAs, în apropiere de 45°C, între fazele paramagnetică și feromagnetică, provine din dependența energiei de schimb de tensiunile rețelei și a compresibilității suficient de ridicate. Discrepanțele observate comparativ cu modelul se datoresc probabil neglijării în analiza teoretică a ordinei de rază mică de acțiune, iar în parte datorită neconsiderării anizotropiei magneto-cristaline și presupunerii că parametrii β și $\varkappa$ sînt constanți. O altă simplificare folosită constă în presupunerea că energia de schimb variază liniar cu volumul specific al rețelei. În mod similar se poate analiza dependența energiei libere de parametrul de ordine, pentru diferite temperaturi. În

figura X.2a prezentăm valorile $\mathcal{G}(M_r)$ pentru diferite valori T. Pentru $T < T_{cp}$ există o soluție stabilă. La $T > T_{cp}$ pot apare două soluții ce corespund la un minim și respectiv un maxim local în energia liberă, în timp ce $M_r = 0$ corespunde la un minim local. La o temperatură $T_c > T_{cp}$ cele două minime locale pot să devină egale și să apară o tranziție

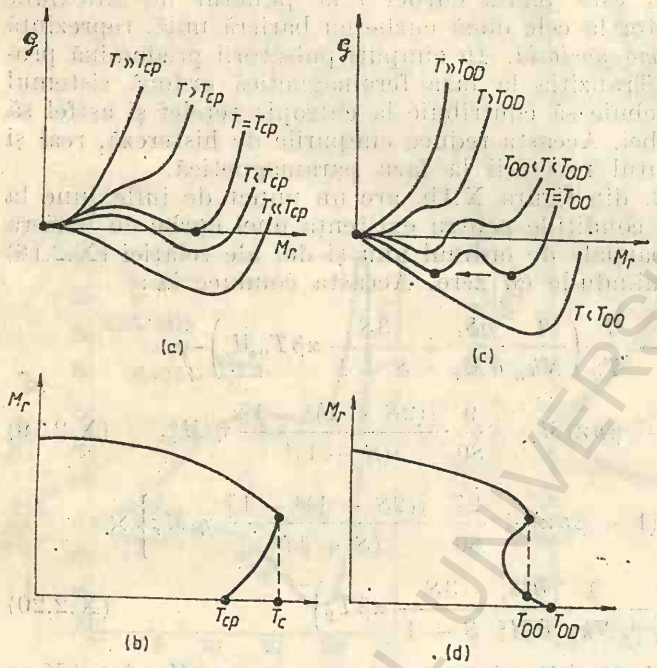


Fig. X.2. — Ilustrarea calitativă a tranziției magnetice de speța întîia: (a și b) — modelul Bean-Rodbell; (c și d) — modelul Hirsch-Galeczki.

discontinuă ordine-dezordine. În figura X.2b prezentăm dependența de temperatură a lui M_r pentru o tranziție de speța întîia. Se observă că la tranziție apare o histereză în dependență cu temperatura a magnetizării.

Hirsch și Galeczki [12] sugerează o nouă posibilitate de tranziție de speța întîia, în sisteme simple, ce pleacă de la conceptul magnetostricțiunii de volum intrinseci $\omega_s = \Delta v_m / v_m$ (vezi capitolul XII). Volumul net se definește ca diferența între volumul total al rețelei și suma volumelor individuale atomice. Se postulează o ecuație de stare pentru volumul net cît și dependența integralei de schimb efective de parametrul de ordine. Modelul conduce la o tranziție de tip ordine-ordine la temperatura T_{OO} mai mică ca cea T_{OD} caracterizînd tranziția ordine-dezordine (fig. X.2c și d). În acest model se dă o justificare a valorilor experimentale diferite ale temperaturilor Curie feromagnetice și respectiv paramagnetice.

X.2.2. Anomalii în proprietățile fizice ale materialelor feromagnetice

Să analizăm *anomaliile de lungime, de dilatare și de compresibilitate a materialelor feromagnetice* [8]. Vom nota prin l_1 lungimea reală a unui material feromagnetic la temperatura T și prin l_2 lungimea ce ar

avea-o substanța, la aceeași temperatură, dacă nu ar fi în stare ordonată magnetic. Valoarea l_2 se obține prin extrapolare, la temperaturi joase, a variației lui $l(T)$ obținută în domeniul paramagnetic. Notăm $\Delta l = l_1 - l_2$.

Să admitem că distanța între doi atomi vecini la 0 K este d, iar după deformarea izotropă aceasta este $d + x$. Energia de deformare este [13]:

$$\epsilon_d = Ax^3 + Bx + \ldots \qquad \text{(X.2.21)}$$

Coeficientul cîmpului molecular N_{ii} și magnetizarea la saturație $M(0)$ se exprimă prin $N_{ii} = N_{ii,0} + N_{ii,1}x + N_{ii,2}x^2 + \ldots$ și $M(0) = M_0(0) + M_1(0)x + M_2(0)x^2 + \ldots$ iar $A = 9v(2\varkappa d^2)^{-1}$.

În acest caz se poate arăta că anomalia de dilatare la 0 K este

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_0 = \frac{N_{ii,1}M_0^2(0) + 2N_{ii,0}M_0(0)M_1(0)}{d[4A - 2N_{ii,0}M_1^2(0) - 2N_{ii,2}M_0^2(0) - 4N_{ii,0}M_0(0)M_2(0) - 4N_{ii,1}M_0(0)M_1(0)]}. \qquad \text{(X.2.22)}$$

Deoarece termenul $4Ad$ este cu trei ordine de mărime mai mare ca ceilalți termeni, într-o primă aproximație, se poate scrie

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_0 \simeq \frac{N_{ii,1}M_0^2(0) + 2N_{ii,0}M_0(0)M_1(0)}{4Ad}. \qquad \text{(X.2.23)}$$

Cei doi termeni de la numărător au același ordin de mărime; astfel variația cu volumul a magnetizării la saturație absolută joacă un rol important în anomalia de lungime la 0 K. Dacă magnetizarea la saturație este independentă de volum, relația (X.2.23) se scrie

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_0 = \frac{N_{ii,1}M_0^2(0)}{4Ad}. \qquad \text{(X.2.24)}$$

În aproximația cîmpului molecular, anomalia de lungime la 0 K are forma

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_0 = \frac{Jk_BN}{2(J+1)}\varkappa_{T=0}\left(\frac{\partial T_c}{\partial v}\right)_{T=0}, \qquad \text{(X.2.25)}$$

unde N este numărul lui Avogadro.

Pentru o presiune și un cîmp dat, *volumul materialului feromagnetic* depinde de temperatură și magnetizarea M. Variația relativă a volumului cu temperatura este

$$\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B} = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial M}\right)_{p,B,T}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B} + \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B,M}. \qquad \text{(X.2.26)}$$

Anomalia de dilatare este

$$\Delta\alpha_{p,B} = \frac{(\partial v/\partial B)_{p,T}(\partial M/\partial T)_{p,B}}{3v(\partial M/\partial B)_{p,T}}. \qquad \text{(X.2.27)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Magnetizarea M nu este valoarea rezultantă a magnetizării probei ci cea din interiorul domeniilor elementare. Pentru experiențe ce se realizează la presiunea atmosferică și în cîmp magnetic nul, conform cu relația (X.2.27) avem

$$\Delta\alpha = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial M_s}\right)_T \left(\frac{\partial M_s}{\partial T}\right). \tag{X.2.28}$$

De aici rezultă că, la 0 K anomalia de dilatare este nulă.

Să exprimăm *anomalia de compresibilitate*. La un cîmp de inducție și o temperatură dată, volumul depinde de presiune și magnetizare. Variația relativă a volumului cu temperatura este

$$\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,B} = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial M}\right)_{T,B,p}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{T,B} + \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,B,M}. \tag{X.2.29}$$

Anomalia de compresibilitate este

$$\Delta\varkappa = \frac{1}{v}\,\frac{(\partial M/\partial p)^2_{T,B}}{(\partial M/\partial B)_{T,B}}. \tag{X.2.30}$$

La presiunea atmosferică și pentru $B = 0$ avem:

$$\Delta\varkappa = -\frac{1}{v}(\partial v/\partial M_s)_T(\partial M_s/\partial p)_T \tag{X.2.31}$$

și

$$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\varkappa} = -\frac{(\partial M_s/\partial T)_p}{(\partial M_s/\partial p)_T}. \tag{X.2.32}$$

Să folosim relațiile termodinamice (X.2.1)—(X.2.4) pentru a analiza *variația magnetizării cu presiunea*, în cîmpuri puternice cît și *dependența de temperatură a coeficientului cîmpului molecular*. Ultima relație a fost dealtfel demonstrată la paragraful VII.4.3.

Magnetizarea la saturație absolută $M(0)$ și coeficientul cîmpului molecular N_{ii} vor fi sensibile atît la presiune, temperatură cît și la cîmpul extern. Să alegem prin permutare două variabile independente. Plecînd de la relațiile (VII.4.19) și (VII.4.15) se determină trei expresii pentru derivata funcției $\mathcal{F}[\mu_0 M(0)(H + N_{ii}M)/k_B T]$. Egalîndu-se două cîte două se obțin relații valabile la temperatură, presiune sau cîmp constant [8]. Pentru o temperatură constantă, rezultă:

$$M M(0)\frac{\partial N_{ii}}{\partial v}\left[\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{T,p}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{T,B} - \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,B}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{T,p}\right] + M(0)\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{T,B} +$$

$$+\frac{\partial M(0)}{\partial v}(H + 2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{T,p}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{T,B} - \tag{X.2.33}$$

$$-(H + 2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,B}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{T,p} - M\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,B} = 0.$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

La presiune constantă, avem:

$$MM(0)\frac{\partial N_{ii}}{\partial v}\left[\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{p,T}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B}-\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{p,T}+M(0)\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B}+\right.$$

$$+M(0)\frac{H+N_{ii}M}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{p,T}+\frac{\partial M(0)}{\partial v}\left[(H+2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{p,T}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B}-\right.$$

$$-(H+2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{p,T}-M\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}-$$

$$\left.-M\frac{H+N_{ii}M}{T}\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{p,T}\right]=0. \qquad \text{(X.2.34)}$$

În cîmp constant, rezultă:

$$MM(0)\frac{\partial N_{ii}}{\partial v}\left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{B,p}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{B,T}-\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{B,T}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{B,T}\right]-$$

$$-M(0)\frac{H+N_{ii}M}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{B,T}+\frac{\partial M(0)}{\partial v}\left[(H+2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{B,T}+\right.$$

$$\left.+(H+N_{ii}M)\frac{M}{T}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{B,T}-(H+2N_{ii}M)\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{B,T}+\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{B,p}\right]=0.$$

(X.2.35)

Plecînd de la relaţia (VII.4.19) se obţine [14]

$$\frac{1}{M_s}\left(\frac{\partial M_s}{\partial p}\right)_{B,T}=\frac{\frac{1}{M(0)}\cdot\left(\frac{\partial M(0)}{\partial p}\right)_{B,T}-\frac{T}{T_c}\cdot\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_{B,T}\frac{1}{M_s}\left(\frac{\partial M_s}{\partial T}\right)_{p,B}}{1+\frac{3\alpha_{p,B}}{\varkappa_{B,T}}\cdot\frac{T}{T_c}\cdot\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_{B,T}}, \qquad \text{(X.2.36)}$$

unde $\alpha=(1/3v)(\partial v/\partial T)_{p,B}$ reprezintă coeficientul liniar de dilatare termică.

În ipoteza că $M(0)$ nu depinde de volum, relaţia (X.2.36) are forma [15]

$$\frac{1}{N_{ii}}\cdot\frac{\partial N_{ii}}{\partial v}=\frac{-(\partial M/\partial p)_{B,T}}{vT[3\alpha_{p,B}(\partial M/\partial p)_{B,T}+\varkappa_{B,T}(\partial M/\partial T)_{p,B}]}. \qquad \text{(X.2.37)}$$

Relaţiile termodinamice dezvoltate mai sus nu sînt valabile decît pentru procese de magnetizare reversibile. Ca atare, cîmpul extern B, trebuie să fie suficient de intens pentru a satura magnetizarea şi a nu apare efecte ireversibile. Aceste cîmpuri sînt însă mici faţă de cîmpul

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

molecular, chiar în apropiere de T_c, astfel că în relaţia (X.2.36) putem neglija pe H comparativ cu $N_{ii}M$ ($M_s \to M$). Rezultă astfel

$$\frac{1}{M}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{B,T} = \frac{\frac{1}{M(0)}\left(\frac{\partial M(0)}{\partial p}\right)_{B,T} - \frac{T}{T_c}\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_{B,T}\frac{1}{M}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{B,p}}{1 + \frac{3\alpha_{p,B}}{\varkappa_{B,T}}\frac{T}{T_c}\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_{B,T}}. \qquad (X.2.38)$$

Dependenţa de cîmpul extern a coeficienţilor $\alpha_{p,B}$ şi $\varkappa$ este în general neglijabilă. Se poate admite, într-o primă aproximaţie, că variaţia relativă cu presiunea a magnetizării spontane este dată de variaţia magnetizării, produsă în cîmp puternic prin aceeaşi presiune [8]. Deoarece termenul de la numitor este mic comparativ cu 1, relaţia (X.2.38) se poate scrie:

$$\frac{1}{M}\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{B,T} = \frac{1}{M(0)}\left(\frac{\partial M(0)}{\partial p}\right)_{B,T} - \frac{T}{T_c}\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_{B,T}\frac{1}{M}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B}. \qquad (X.2.39)$$

Relaţiile de mai sus pot fi folosite şi la *determinarea dependenţei de temperatură a coeficientului cîmpului molecular*. Plecînd de la relaţia (X.2.34), în ipoteza că $M(0)$ nu depinde de volum, avem:

$$\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B} + M\frac{\partial N_{ii}}{\partial v}\left[\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{p,T}\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{p,B} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{p,T}\right] +$$

$$+\frac{H + N_{ii}M}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial B}\right)_{p,T} = 0, \qquad (X.2.40)$$

la $T > T_c$ avem $M = \chi H$ şi deci

$$\left(\frac{\partial N_{ii}}{\partial T}\right)_{p,B} = \left[\frac{1}{\chi}\left(\frac{\partial \chi}{\partial T}\right) + \frac{1 + N_{ii}\chi}{T}\right]\left[\chi - B\frac{\partial \chi}{\partial T}\frac{\frac{1}{v}\cdot\left(\frac{\partial v}{\partial B}\right)_{p,T}}{\frac{1}{v}\cdot\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,B}}\right]^{-1}. \qquad (X.2.41)$$

Deoarece coeficientul de magnetostricţiune $(1/v)\,(\partial v/\partial B)$ este foarte mic, $N_{ii}(T)$ satisface relaţia

$$\left(\frac{\partial N_{ii}}{\partial T}\right)_{p,B} = \frac{1}{\chi^2}\frac{\partial \chi}{\partial T} + \frac{1 + N_{ii}\chi}{\chi T}. \qquad (X.2.42)$$

Admiţînd că susceptivitatea magnetică urmează o relaţie de tip Curie-Weiss, ecuaţia (X.2.42) are o soluţie de forma $N_{ii} = N_{ii}(0)[1 + \gamma T]$ aşa cum deja am evidenţiat [13] (vezi paragraful VII.4.2).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

X.3. Efecte termice

Vom prezenta în cele ce urmează *efectul magnetocaloric* cît şi *efectele termice care însoţesc magnetizarea*. Efectul magnetocaloric se manifestă prin modificarea temperaturii probei ca urmare a variaţiei magnetizării spontane sub acţiunea cîmpului magnetic extern. Acesta poate fi observat în cîmpuri intense şi la temperaturi apropiate de T_c. Efectele termice care însoţesc magnetizarea pot fi evidenţiate în cîmpuri de intensităţi mici şi mijlocii. Modificarea de temperatură observată în acest caz reflectă variaţiile în energie ce se produc pe parcursul ciclului de magnetizare.

X.3.1. Efectul magnetocaloric

Să considerăm un cristal aflat la temperatura T asupra căruia acţionează un cîmp de inducţie **B**. Magnetizarea spontană, în proba saturată, este orientată după direcţia lui **B**. La creşterea cîmpului apare o modificare a magnetizării la saturaţie. Dacă această modificare are loc în mod adiabatic, va fi însoţită de o variaţie a temperaturii probei. Aceasta constituie o măsură a efectului magnetocaloric [16, 17].

Pentru a analiza comportarea unui material izotrop vom pleca de la relaţia (X.2.1) unde alegem ca variabile independente M şi T. Deoarece căldura specifică pentru M constant (căldura specifică a reţelei) este $C_0(T) = \partial \mathcal{U}/\partial T$, avem

$$\mathrm{d}\mathcal{S} = (1/T)\, C_0(T)\, \mathrm{d}T - (\partial B/\partial T)_M\, \mathrm{d}M. \qquad \text{(X.3.1)}$$

În cazul cînd magnetizarea variază adiabatic, va rezulta o modificare a temperaturii dată de

$$\mathrm{d}T = (T/C_0(T))\, (\partial B/\partial T)_M\, \mathrm{d}M. \qquad \text{(X.3.2)}$$

Să considerăm următoarele situaţii:

a) $T < T_c$. În aproximaţia cîmpului molecular, dependenţa de temperatură a magnetizării spontane este descrisă de relaţia (VII.4.15). În cazul cînd magnetizarea probei este dirijată după direcţia cîmpului extern

$$(\partial H/\partial T) = (H + N_{ii} M)/T. \qquad \text{(X.3.3)}$$

Introducînd relaţia (X.3.3) în (X.3.2), avem

$$\mathrm{d}T = \frac{H + N_{ii} M}{C_0(T)}\, \mu_0\, \mathrm{d}M. \qquad \text{(X.3.4)}$$

Deoarece cîmpul extern H este mult mai mic decît cîmpul molecular, avem

$$\mathrm{d}T \simeq \frac{N_{ii}}{2C_0(T)}\, \mu_0\, \mathrm{d}(M^2). \qquad \text{(X.3.5)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Trebuie să notăm că pentru $M < M_s$, avem $dT = 0$. Aceasta este evidentă ţinînd seama că magnetizarea domeniilor în cîmp extern nul este dată de magnetizarea spontană $M_s(T)$. Cîmpul extern nu poate modifica magnetizarea decît începînd cu valoarea M_s.

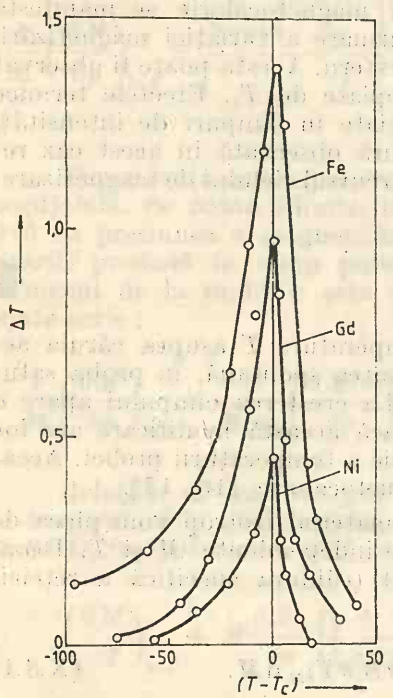


Fig. X.3. — Efectul magnetocaloric în nichel, gadoliniu şi fier, observat în apropiere de temperatura Curie, T_c.

b) $T > T_c$. În acest caz $\chi = M/H = C(T-\theta)^{-1}$, astfel că $(\partial H/\partial T)_M = N_{ii} M T_c^{-1}$. Deci

$$dT = \frac{T}{T_c} \cdot \frac{N_{ii}}{2C_0} \mu_0 \, d(M^2). \qquad (X.3.6)$$

Magnetizarea variază rapid cu temperatura, numai în vecinătatea punctului Curie şi ca atare acest efect este important, doar în apropiere de T_c. Ca exemplu redăm în figura X.3 efectul magnetocaloric evidenţiat în apropiere de temperatura Curie, la Fe, Gd şi Ni [18]. În acord cu prezicerile teoretice, valoarea maximă ΔT se observă la temperatura Curie.

Studiile experimentale confirmă valabilitatea unei relaţii de forma (X.3.6) [19—21]. În figura X.4 prezentăm rezultatele obţinute în cazul nichelului. Dacă magnetizarea probei se apropie de valoarea de saturaţie [22], există o relaţie liniară între ΔT şi $(M/\rho)^2$. În cazul cînd proba nu este saturată magnetic şi ca atare magnetizarea are loc prin modificări ale direcţiei magnetizării spontane a domeniilor cît şi a magnetizării spontane, se observă o curbură în funcţia $\Delta T = F(\Delta M^2)$.

Măsurătorile efectului magnetocaloric permit determinarea coeficienţilor cîmpului molecular [19—23]. În cazul general al unui mono-

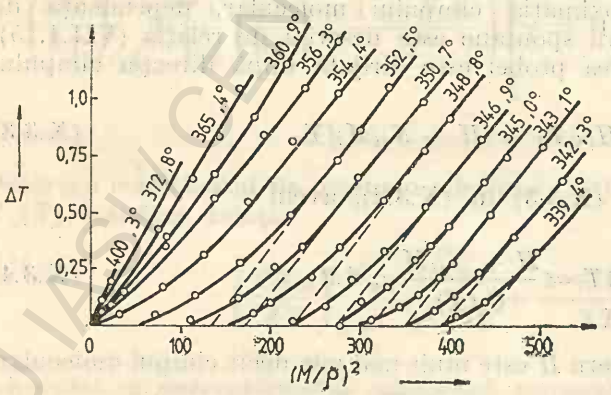


Fig. X.4. — Modificarea temperaturii în funcţie de patratul magnetizării specifice $(M/\rho)^2$, la diferite temperaturi (°C).

cristal [23, 24] efectul magnetocaloric prezintă o anizotropie care este observată prin modificarea temperaturii acestuia, odată cu rotaţia cristalului într-un cîmp extern constant, de intensitate mare.

X.3.2. Efecte termice ce însoțesc procesele de magnetizare

Una din metodele de studiu ale proceselor de magnetizare constă în analiza efectului magnetotermic, respectiv modificarea de temperatură care însoțește modificarea adiabatică a magnetizării. Acest efect se observă în cîmpuri de intensitate mică și mijlocie și este datorat variației energiei, ca urmare a magnetizării probei.

Modificarea de temperatură depinde de modul de magnetizare a probei, deci de energia pierdută corespunzător unui ciclu de histereză (ce implică și procese ireversibile). Astfel

$$C_6 \Delta T = -\int_{\text{ciclu}} B \mathrm{d}M = \oint_{\text{ciclu}} M \, \mathrm{d}B. \qquad \text{(X.3.7)}$$

Stoner și Rhodes [25] au dezvoltat o metodă de analiză a rezultatelor măsurătorilor magnetotermice, în care se calculează efectul rotațiilor și al modificărilor intrinseci ale magnetizării, folosind expresii bazate pe considerente termodinamice. Deși analiza, în general, poate fi folosită numai pentru modificări reversibile, aceasta a fost utilizată și la studiul efectului magnetotermic „total" [26]. În aceste experimente proba este magnetizată treptat și se măsoară modificarea de temperatură, pe măsură ce, în fiecare etapă, magnetizarea se modifică adiabatic. Variația de temperatură este mică ($\simeq 10^{-5}$ grade). În general, au loc atît procese reversibile cît și ireversibile. În cîmpuri mici, în regiunea de histereză, modificările în magnetizare sînt ireversibile și ca atare în această situație, metoda nu poate fi folosită.

În materiale cu coercivitate scăzută, studiul efectului magnetotermic, în condiții reversibile ar implica detectarea unor modificări de temperatură de ordinul a 10^{-8} grade. Această dificultate a fost evitată [27] măsurînd $(\partial M/\partial T)_H$ în loc de $(\partial T/\partial H)_S$. S-a încercat să se separe componentele reversibile de cele ireversibile prin scăderea căldurii integrate obținute prin măsurători reversibile [28], din valorile corespunzătoare ale căldurii totale, „induse" în aceeași probă.

Bates și colab. [28, 29] au separat componentele reversibile și ireversibile în materiale cu coercivitate ridicată (cobalt) măsurînd modificările de temperatură produse în condiții reversibile. Metoda permite o separare inițială satisfăcătoare a componentelor reversibile și ireversibile. Totuși aceasta este limitată la materiale la care susceptivitatea diferențială nu este mare.

Dacă magnetizarea probei crește prin $\mathrm{d}M$, energia pe unitatea de volum este $B\mathrm{d}M$ și deci

$$B\mathrm{d}M = \left(\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial T}\right)_M \mathrm{d}T + \left(\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial M}\right)_T \mathrm{d}M = \mathrm{d}\mathcal{Q} + \left(\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial M}\right)_T \mathrm{d}M, \qquad \text{(X.3.8)}$$

astfel că după integrare, avem

$$\mathcal{U}_T = \int B \, \mathrm{d}M - \int \mathrm{d}\mathcal{Q}. \qquad \text{(X.3.9)}$$

Experimental se poate măsura variaţia lui dQ ce corespunde la o modificare $dM(dB_i)$. Ca atare, prin reprezentarea curbelor $\int BdM$ şi $\int dQ$ în funcţie de M se poate deduce forma lui $\mathcal{U}_T$ şi deci se pot urmări modificările în energia internă a probei, pe parcursul unui ciclu de histereză.

Pare mai convenabil de a reprezenta datele experimentale în funcţie de M decît în funcţie de $H(= B/\mu_0)$. Pentru compararea cu unele modele se preferă totuşi reprezentarea în funcţie de H.

Ca un exemplu, în figura X.5 am reprezentat valorile ΣQ, $\int BdM$ şi $\mathcal{U}_T$ în cazul fierului armco recopt [26]. O trăsătură generală a tuturor curbelor $\mathcal{U}_T - M$ o constituie prezenţa unui minim corespunzător inducţiei remanente B_{rem}. Se pare că aceste efecte sînt datorate modificărilor pronunţate în magnetostricţiune, ce au loc în jurul valorilor B_{rem}.

Să analizăm contribuţia proceselor de magnetizare reversibile şi ireversibile, la efectul magnetotermic. Pentru aceasta s-au elaborat două metode.

După Bates şi Davis [28], cantitatea de căldură degajată $\Delta Q'$ provine din procesele de magnetizare reversibile, $\Delta Q'_{rev}$, şi respectiv ireversibile, $\Delta Q'_{ir}$. Vom descompune $\Delta Q'_{rev}$ în două contribuţii ce corespund deplasărilor reversibile ale pereţilor (în cîmpuri externe de intensitate mică) şi în rotaţii ale magnetizării (în cîmpuri intense). În acest caz avem $\Delta Q'_{rev} = \Delta Q'_{per} + \Delta Q'_{rot}$. Această ipoteză constituie, după cum vom vedea în capitolul XIV, o simplificare a situaţiei reale.

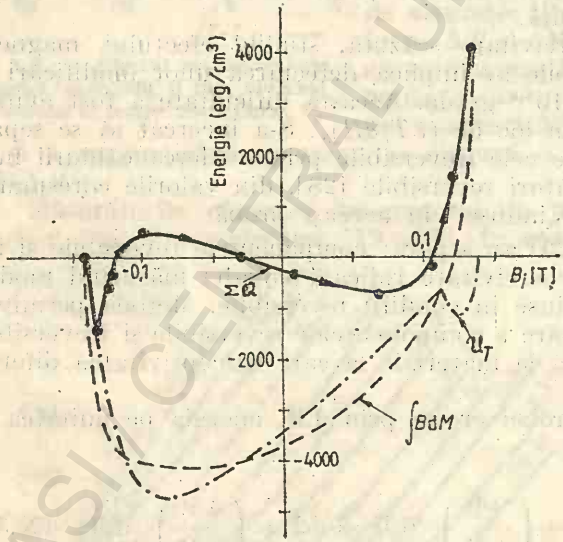


Fig. X.5. — Efectul magnetocaloric în fier armco pentru valori maxime ale cîmpului $H_M = 58$ Oe ($\times$ 79,6 A/m).

Alegînd ca variabile independente B şi T, diferenţiala entropiei în acord cu (X.2.1), este $dS = (C_H/T)dT + (\partial M/\partial T)_B\, dB$, unde C_H este căldura specifică în cîmp constant. Pentru o transformare adiabatică, $dS = 0$, avem

$$\Delta T = -(T/C_H)(\partial M/\partial T)_B\, \Delta B. \qquad (X.3.10)$$

Cantitatea de căldură degajată, ce conduce la modificarea temperaturii cu ΔT este

$$\Delta Q' = C_H \Delta T = -T(\partial M/\partial T)_B \Delta B. \qquad (X.3.11)$$

Pentru deplasări reversibile ale pereților avem $M_{rev} = \chi_{rev} H$. Introducînd expresia lui M_{rev} în (X.3.11), se obține

$$\Delta Q'_{per} = -T \frac{\partial \chi_{rev}}{\partial T} B \, dH = -\frac{T}{2} \cdot \frac{\partial \chi_{rev}}{\partial T} \mu_0 \Delta H^2. \qquad (X.3.12)$$

În cazul rotațiilor magnetizării, energia cîmpului magnetic va trebui să învingă energia de anizotropie ϵ_a. Astfel, $\epsilon_a = B dM_\theta$, unde $\epsilon_a = Kf(\theta)$ iar $f(\theta)$ este o funcție ce depinde de unghiul pe care îl face **M** cu axa de ușoară magnetizare (capitolul XII). Astfel, conform cu relația (X.3.11) avem

$$\Delta Q'_\theta = -T(\partial^2 \epsilon_a/\partial\theta\partial T)_B \, d\theta. \qquad (X.3.13)$$

Deoarece $(\partial \epsilon_a/\partial\theta) d\theta = -K(\partial f(\theta)/\partial\theta) d\theta$, rezultă că

$$\Delta Q'_\theta = (T/K)(\partial K/\partial T) \Delta M_\theta B. \qquad (X.3.14)$$

Analizînd relațiile (X.3.12) și (X.3.14) se constată că deoarece χ_{rev} crește cu temperatura, $\Delta Q'_{per}$ este negativ pentru ΔH^2 pozitiv. Pe de altă parte constanta de anizotropie K scade cu temperatura și deci $\Delta Q'_\theta$ este negativ, în cazul cînd ΔM_θ este pozitiv. Astfel procesele de magnetizare prin rotații implică o absorbție de căldură.

În figura X.6 redăm căldura degajată în cazul unei probe de nichel, în funcție de magnetizare, corespunzător unui ciclu de histereză [29].

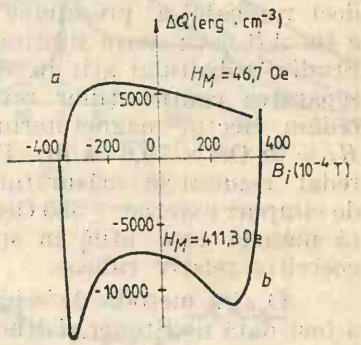


Fig. X.6. — Căldura degajată în funcția de magnetizare (polarizarea) a probei. Curba (*a*) a fost obținută în cîmpuri de intensități mici (H_M<46,7 Oe), situație în care predomină deplasări de pereți. Curba (*b*) a fost obținută în cîmpuri de intensități mai mari (H_M<411,3 Oe). În acest caz au loc procese de magnetizare implicînd deplasări de pereți și rotații ale magnetizării.

Curba *a* corespunde la un cîmp maxim de 46,7 Oe în timp ce curba *b* la un cîmp maxim de 411,3 Oe. În primul caz căldura de demagnetizare adiabatică este pozitivă. Astfel, dacă polarizarea magnetică se modifică de la −375 G (10^{-4}T) la o valoare $B_i = 0$ are loc o degajare de căldură de aproximativ 5 000 erg/cm³. În cazul cînd urmărim același ciclu de histereză și nichelul este magnetizat pînă la o valoare $B_i = 375$ G (10^{-4}T), într-un cîmp de 46,7 Oe, se produce o absorbție de căldură de aproximativ 2 500 erg/cm³. În cazul în care cîmpul extern este mare comparativ

cu cîmpul coercitiv (curba b) peste aceste fenomene (care nu există decît în domeniul de histereză) se suprapune efectul magnetocaloric. Astfel, pentru valori mari ale magnetizării se observă o absorbție de căldură prin demagnetizare și o degajare de căldură prin magnetizare ($dQ'/d|M|<0$).

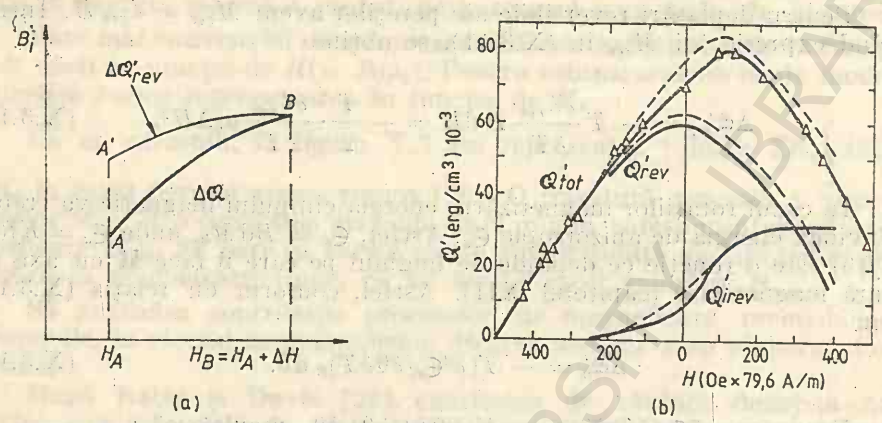


Fig. X.7. — Modul de separare a contribuțiilor proceselor reversibile și ireversibile la efectul magnetotermic (a) și respectiv rezultatele obținute în cazul cobaltului tratat termic (b).

Să analizăm metoda propusă de Bates și colab. [30] pentru determinarea cantității de căldură degajată în procesele reversibile și ireversibile. Pentru aceasta vom considera o porțiune din ciclul de histereză (fig. X.7.a). Dacă cîmpul extern va crește de la H_A la H_B are loc o modificare a cantității de căldură, $\Delta Q'$. Să variem intensitatea cîmpului magnetic de la H_B la H_A. Procesele ce au loc sînt reversibile și polarizarea probei va corespunde punctului A'. Aceasta este valabil în cazul în care modificarea în intensitate a cîmpului $\Delta H = H_B - H_A$ este mică. Pare deci rezonabil a presupune că $A'B$ reprezintă componenta reversibilă a lui AB și ca atare cantitatea de căldură măsurată corespunde cu $\Delta Q'_{rev}$. Studiul cobaltului atît în stare tratată termic cît și netratată a permis separarea contribuțiilor reversibile și ireversibile [29]. În figura X.7b redăm efectul magnetotermic observat într-o probă de cobalt recopt, $H_c = 28$ Oe($\times$ 79,6 A/m). Pe aceeași figură, prin linie punctată, s-au redat rezultatele măsurătorilor lui Bates și Sherry [30] în domeniul de cîmpuri externe ± 380 Oe($\times$79,6 A/m), $H_c = 34$ Oe($\times$79, 6A/m). Această metodă este utilă în special la analiza materialelor ce au un cîmp coercitiv relativ ridicat.

O altă metodă de separare a contribuțiilor reversibile și ireversibile a fost dată de Stoner și Rhodes [28]. Aceasta este utilă în special în analiza comportării materialelor ce au un cîmp coercitiv mic, ca de exemplu la nichel. Conform cu relația (X.3.11), valorile $\Delta Q'_{rev}$ pot fi determinate măsurînd variația magnetizării, corespunzătoare unei modificări mici de temperatură, sub acțiunea unui cîmp extern constant. Partea reversibilă a lui $\Delta Q'$ se scrie

$$\Delta Q'_{rev} = a\int d(BM) + b\int B\, dM_{rev}, \qquad (X.3.15)$$

unde $a = -(T/M_s)(dM_s/dT)$ iar $b = (T/K)(dK/dT)$.

Primul termen din partea dreaptă a relației (X.3.15) descrie modificarea căldurii asociate variației cu cîmpul a magnetizării spontane M_s. Constanta a are în general valori pozitive. Al doilea termen sumează contribuțiile proceselor de rotație, iar constanta b este în general negativă.

Vom scădea din modificarea căldurii, contribuțiile datorate proceselor ireversibile cît și a celor reversibile care pot fi atribuite modificărilor în magnetizarea spontană

$$\Delta Q'' = \Sigma \Delta Q' - a \int \mathrm{d}(BM) = \int b'' B \, \mathrm{d}M. \qquad (X.3.16)$$

În această situație b este înlocuit prin b'', acesta apărînd sub integrală, deoarece nu mai este constant. Valorile b'' pot fi calculate din datele experimentale, pe parcursul unui ciclu de histereză

$$b'' = \frac{(\partial Q'/\partial B)_S - a[M + B(\partial M/\partial B)]}{B(\partial M/\partial B)_T} = \frac{(\partial Q'/\partial B)_S - a(M + \chi_{rev} H)}{\chi_{rev} H}. \qquad (X.3.17)$$

Nu se așteaptă, în general, ca valorile b și b'' să coincidă. Valorile b'' se modifică în mod discontinuu în regiunile în care domină procesele ireversibile, ca de exemplu pentru magnetizări M situate între valorile cîmpurilor coercitive, caracteristice ciclului de histereză a materialului.

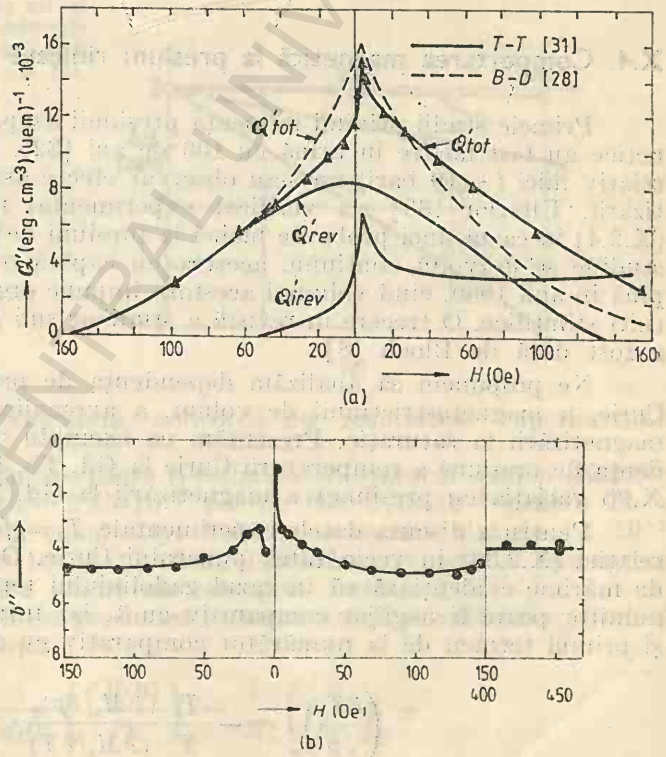


Fig. X.8. — Efectul magnetotermic la o probă de nichel recopt [31]. În aceeași figură s-au redat și rezultatele măsurătorilor lui Bates și Davis [28]. Valorile b'' au fost evaluate din măsurători la 20,5°C la cîmpuri de ±150 Oe (× 79,6 A/m) și la 28°C între 400 și 450 Oe (× 79,6 A/m). Valorile obținute sînt $b'' = -4{,}8$ și $a = 0{,}149$ la 20,5°C și respectiv $b'' = -5{,}2$ și $a = 0{,}162$ la 28°C.

În figura X.8 redăm efectul magnetocaloric observat în cazul nichelului recopt cît și valorile b'' calculate în modelul descris mai sus [31]. Acestea sînt aproximativ constante. Bates [26] a tabelat valorile b și

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

b'' obținute de diferiți autori, în studiul fierului, cobaltului și nichelului, pentru diferite tipuri de tratamente termice. În tabelul X.1 redăm limitele între care se situează valorile experimentale în cazul probelor de fier, cobalt și nichel recoapte. Valorile b și b'' obținute în cazul nichelului sînt

TABELUL X.1

Coeficienții caracterizînd căldura degajată în procesul de magnetizare al probelor recoapte

Metal	a	b	b''
Fe	0,034	−0,58	−(0,26−0,32)
Co	0,009	−1,30	−(2,0−2,4)
Ni	0,149−0,162	−4,5	−(3,70−5,20)

apropiate, sugerînd că în acest caz predomină procesele reversibile. Aceasta este adevărat în cazul cîmpurilor externe mijlocii și intense. Concordanța între valori nu se păstrează, în cîmpuri de intensitate mică, ca urmare a modificărilor ireversibile, procese ce nu pot fi analizate în formalismul termodinamic dezvoltat mai sus.

X.4. Comportarea magnetică la presiuni ridicate

Primele studii privind influența presiunii asupra proprietăților magnetice au fost făcute în urmă cu 100 de ani [32]. Din cauza presiunilor relativ mici ($\sim$ 10 bari) nu s-au observat efecte asupra valorilor magnetizării. Ulterior [33] s-a verificat experimental relația termodinamică (X.2.4) în cazul unei probe de nichel la presiuni de pînă la 0,3 kbar. Deși studiile se dezvoltă continuu, acestea nu capătă o extindere prea mare pînă în anii 1960, cînd volumul acestora impune organizarea unor consfătuiri științifice. O trecere în revistă a studiilor sub presiune, pînă în 1965 a fost dată de Bloch [8].

Ne propunem să analizăm dependența de presiune a temperaturii Curie, a magnetostricțiunii de volum, a anomaliei de dilatare cît și a magnetizării la saturație. Prezentăm ca exemplu în figura X.9a dependența de presiune a temperaturii Curie la Gd, Tb, Dy și Ho iar în figura X.9b variația cu presiunea a magnetizării la Gd, Tb și Dy [8].

Pentru a discuta datele experimentale $T_c = f(p)$ să analizăm forma relației (X.2.36) în vecinătatea punctului Curie. O estimare a ordinului de mărime evidențiază că în cazul gadoliniului termenul al doilea de la numitor poate fi neglijat comparativ cu 1, iar într-o primă aproximație și primul termen de la numărător comparativ cu al doilea. Avem astfel

$$\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_T = -\frac{T_c}{T}\frac{(\partial M_s/\partial p)_T}{(\partial M_s/\partial T)}. \qquad \text{(X.4.1)}$$

Valorile calculate în acord cu relația (X.4.1) sînt $\partial T/\partial p = -(1{,}53 \div 1{,}64)\cdot 10^{-3}$ Kbar^{-1}. Acestea sînt în concordanță cu valorile experi-

mentale $1{,}56 \cdot 10^{-3}$ K bar^{-1} [8] și respectiv cu alte date existente în literatura de specialitate [34—39].

Cu ajutorul relației (X.2.4) se poate calcula modificarea relativă de volum, sub acțiunea cîmpului extern, plecînd de la variația izotermă a magnetizării cu presiunea. Pentru creșteri liniare, relația (X.2.4) se scrie

$$\lambda_s/B = -(1/3v)(\partial M/\partial p)_{B,T}, \qquad (X.4.2)$$

unde λ_s este coeficientul de magnetostricțiune la saturație (capitolul XII).

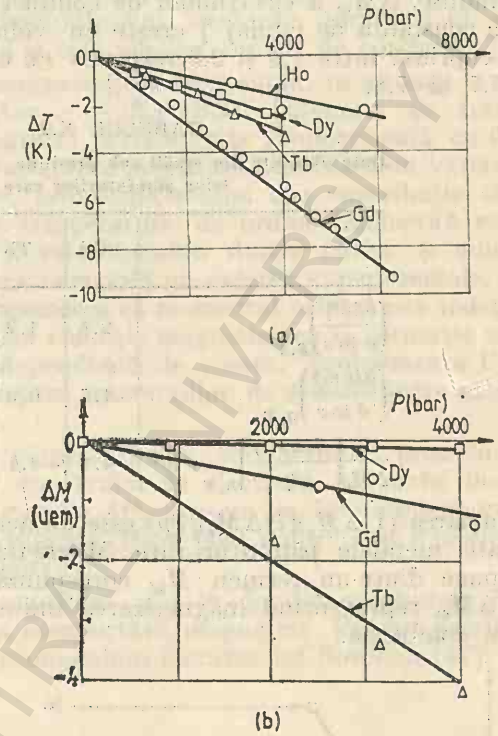


Fig. X.9. — Variația în funcție de presiune a temperaturii Curie (a) cît și a magnetizării la saturație (b) la metalele pămînturi rare Gd, Tb, Dy și Ho.

Valoarea λ_s/B calculată, concordă cu rezultatele experimentale [40].

Anomalia de dilatare poate fi estimată cu ajutorul relației (X.2.25). Se obțin valorile $\Delta l/l = 2{,}55 \cdot 10^{-3}$ pentru Gd, $1{,}45 \cdot 10^{-3}$ pentru Tb și respectiv $1{,}05 \cdot 10^{-3}$ în cazul Dy. Valorile măsurate sînt de $1{,}1 \cdot 10^{-3}$, $1 \cdot 10^{-3}$ și respectiv $0{,}9 \cdot 10^{-3}$ [41]. Ordinul de mărime și semnul este corect, deși concordanța între valori nu este prea bună.

Variația relativă cu presiunea a magnetizării la saturația absolută se exprimă prin relația

$$\frac{1}{M(0)}\left(\frac{\partial M(0)}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{M_s}\left(\frac{\partial M_s}{\partial p}\right)_T + \frac{1}{M_s}\cdot\frac{T}{T_c}\left(\frac{\partial M_s}{\partial T}\right)_p\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)_T. \qquad (X.4.3)$$

3—c. 241

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În cazul Gd, la 77 K, $\partial M_s/\partial T = -0{,}3$ uem/K [42], iar ultimul termen din dreapta relației (X.4.3) este $(-1{,}1 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-6}$ bar^{-1}. Rezultă astfel că $(1/M(0))(\partial M(0)/\partial p) = (-0{,}6 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-6}$ bar^{-1}. Se poate conchide că momentul la saturație absolută variază cu distanța interatomică, scăzînd, cînd presiunea crește. În cazul Tb se obține $(-3{,}6 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-6}$ bar^{-1} și $(0{,}1 \pm 0{,}25) \cdot 10^{-6}$ bar^{-1} pentru Dy.

Pentru a analiza rezultatele experimentale [8] se pleacă de la modelul de interacție RKKY (paragraful VII.6). În tabelul X.2 redăm variația cu volumul a constantei de cuplaj $(\partial \ln \mathfrak{J}/\partial \ln v)_{B,T}$, a masei efective a electronilor de conducție (m_e^*) cît și modificarea relativă a magnetizării induse, ΔM_e, a electronilor de conducție. Din aceste date se constată că constanta de cuplaj $\mathfrak{J}$ crește cu volumul. Aceasta variază cu o putere cuprinsă între 1,9 și 2,6 respectiv cu o putere a distanței cuprinsă între 5,7 și 7,8.

TABELUL X.2

Date obținute din studii sub presiune asupra elementelor pămînturilor rare

	Gd	Tb	Dy	Ho
$\left(\frac{\partial \ln \mathfrak{J}}{\partial \ln v}\right)_{B,T}$	2,6	1,2	1,9	2,3
$\left(\frac{\partial \ln m_e^*}{\partial \ln v}\right)_{B,T}$	−1,7	0,3	−1,1	−1,2
$\frac{1}{\Delta M_e}\left[\frac{\partial(\Delta M_e)}{\partial p}\right]_{B,T} \cdot 10^6$	−4,1	−4,1	−3,9	−4,6

Valoarea $(1/\Delta M_e)(\partial(\Delta M_e)/\partial p)$ este de același ordin de mărime pentru toate metalele pămînturi-rare. Magnetizarea la saturație absolută se compune dintr-un termen M_{4f} corespunzător electronilor $4f$ și respectiv ΔM_e, reprezentînd magnetizarea indusă prin polarizarea electronilor de conducție.

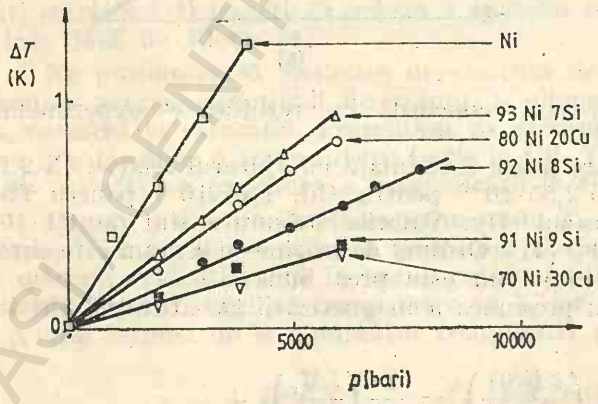


Fig. X.10. — Variația cu presiunea a temperaturilor Curie ale nichelului și soluțiilor solide pe bază de nichel.

Rezultate interesante s-au obținut și în cazul metalelor și aliajelor elementelor de tranziție $3d$. Variația cu presiunea a temperaturilor Curie ale nichelului și a unor soluții solide pe bază de nichel sînt redate în figura X.10 [8]. Se constată o relație liniară a temperaturii Curie cu presiunea.

Studiile efectuate asupra nichelului și soluțiilor sale solide [43, 44] evidențiază că $(1/M(0)(\partial M(0)/\partial p)$ este aproximativ constant între 4,2 K și 293 K, pentru fiecare soluție solidă.

În cazul fierului și soluțiilor solide ale acestuia, temperatura Curie nu depinde de volum [45]. Astfel, într-o bună aproximație, rezultă că $(1/M(0)(\partial M(0)/\partial p)_T = [(1/M_s)(\partial M_s/\partial p)]p$.

Folosind aproximația cîmpului molecular s-a evidențiat că constanta cîmpului molecular scade cu volumul, în cazul elementelor de tranziție $3d$ și aliajelor acestora. Valorile N_{ii} se modifică cu puterea $(1{,}4 \div 2{,}15)$ a volumului, respectiv cu puterea $(4{,}2 \div 6{,}45)$ a distanței interatomice. Rezultatele experimentale sînt analizate admițînd un transfer de electroni între benzile $3d$ și cele ale electronilor de conducție [3].

În cazul izolatorilor magnetici, ca de exemplu în granați sau ferite, s-a evidențiat că $\partial \ln T_c/\partial \ln v = -(3{,}1 \div 3{,}7)$. Integrala de transfer b, din modelul Anderson (paragraful VIII.9), este proporțională cu distanța între nivelele de energie ale atomului magnetic. Dacă aceasta variază similar cu separația în energie, provenind numai din contribuția cîmpului cristalin, se evidențiază că temperatura de ordine magnetică este proporțională cu R^{-10}, unde R este distanța dintre cation și anion, sau $\partial \ln T_c/\partial \ln v = -3{,}33$. Aceasta concordă cu valorile experimentale. Relația este valabilă numai în presupunerea că momentul orbital este independent de cîmpul cristalin. În această condiție magnetizarea la saturație absolută a fiecărei subrețele este independentă de volum. Temperatura Curie nu depinde atunci decît de valoarea interacțiilor de schimb între momentele magnetice.

În cazul unor metale pămînturi-rare, sub acțiunea presiunii, există o tendință de reducere a numărului de electroni $4f$, astfel încît dacă inițial este stabilă o configurație $4f^n$, aceasta se încrucișează cu $4f^{n-1}$, care este stabilă la presiuni ridicate. Hirst [46] a dezvoltat o teorie simplă care justifică această comportare.

Nu ne propunem să analizăm mai în detaliu rezultatele obținute prin studiile sub presiune a comportării magnetice. Pentru detalii legate de tehnica experimentală recomandăm lucrarea lui Sorohan [47].

X.5. Tranziții de fază

X.5.1. Exponenții critici

Analiza pe care o facem are în vedere studiul comportării unor mărimi fizice (magnetizare, susceptivitate magnetică, căldură specifică), care diverg la infinit sau tind spre zero, pe măsură ce o anumită variabilă se apropie de zero. Ca atare, pentru început, vom prezenta unele definiții matematice care permit caracterizarea numerică a comportării critice [1]. Pentru aceasta vom pleca de la o funcție $f(x)$ ce variază ca x^λ atunci cînd x se apropie (de la valori pozitive) de zero. Astfel $f(x) \propto x^\lambda$ dacă $x \to 0_+$. Deci

$$\lambda = \lim_{x \to 0_+} [\ln f(x)/\ln x]. \qquad (X.5.1)$$

Prezența exponentului λ nu înseamnă însă că $f(x)$ este proporțional numai cu x^λ. Pot să apară termeni de corecție de ordin mai înalt, de forma

$$f(x) = Ax^\lambda(1 + ax + \ldots), \quad x \to 0_+. \tag{X.5.2}$$

Am notat prin A amplitudinea singularității, iar a este amplitudinea termenului principal de corecție.

În general estimarea lui λ (sau A) nu e dificilă. Totuși, în anumite situații, termenul de corecție este mare sau prezintă o singularitate. În aceste cazuri comportarea asimptotică principală este mai greu de obținut. Astfel pentru funcții $f(x)$ mai complexe, de forma:

$$\begin{aligned} f(x) &= A|\ln x|^\mu x^\lambda(1 + ax^\nu + \ldots), \\ f(x) &= A\{\ln|\ln x|^\mu x^\lambda[1 + a(\ln x)^{-\nu} + \ldots\}, \quad \nu > 0, \end{aligned} \tag{X.5.3}$$

este foarte dificil, dacă nu imposibil, a estima din date numerice exponentul principal pînă nu se cunosc termenii de corecție de ordin mai înalt.

Cazul particular cu $\lambda = 0$, este asociat cu divergența pur logaritmică

$$f(x) = A \ln x + B + \ldots \tag{X.5.4}$$

luînd limita $\mu \to 0$ pentru funcția

$$f(x) = (A/\mu)(x^\mu - 1) + B. \tag{X.5.5}$$

Aceasta nu constituie însă singura posibilitate. Dacă $f(x)$ se apropie de o constantă, la $x = 0$, atunci λ definit de (X.5.1) este întotdeauna zero, de exemplu în relația (X.5.5), $\lambda \equiv 0$ pentru $\mu > 0$. În aceste condiții este de dorit a extinde definiția lui λ pentru „partea singulară" a lui $f(x)$. De exemplu, pentru funcția (X.5.5) vom căuta cel mai mic întreg k astfel ca $f^{(k)}(x) = \mathrm{d}^k f(k)/\partial x^k$ să diverge la infinit dacă $x \to 0_+$. Definim apoi exponentul λ_s pentru partea singulară a lui $f(x)$ ca

$$\lambda_s = +k + \lim_{x \to 0_+} \left(\frac{\ln f^{(k)}(x)}{\ln x} \right). \tag{X.5.6}$$

Ca urmare a diferențierii, determinarea precisă a lui λ_s din datele numerice, în mod normal, este dificilă.

Dacă ne apropiem de punctul de tranziție, ne vom situa în *regiunea critică*, respectiv în zona de temperaturi apropiate de T_c în care comportarea funcțiilor termodinamice este determinată de expresii asimptotice în serie de puteri. Depinzînd de funcția termodinamică particulară, regiunea critică este $|t| = |T - T_c|/T_c < 10^{-2} \div 10^{-1}$. În această zonă de temperaturi, comportarea unei funcții nu va diferi de forma dată de o lege asimptotică, în puteri, astfel că reprezentarea în scară dublu logaritmică va fi o dreaptă a cărei pantă este exponentul critic. O problemă importantă o constituie cunoașterea extinderii regiunii critice și cît de aproape ne situăm de T_c în scopul de a avea o comportare descrisă de

o lege în puteri. De exemplu, în cazul căldurii specifice (pentru un model Ising tridimensional) ce are numai o mică singularitate la T_c, trebuie să ne situăm la valori $t < 10^{-10}$ pentru a avea o diferență mai mică de 1% între comportarea dată de o lege în puteri și expresia căldurii specifice [48—50]. Astfel reprezentarea datelor în scară dublu logaritmică, fără alte considerații, poate conduce la valori incorecte pentru exponenții critici.

TABELUL X.3

Prezicerile pentru indicii critici în unele modele teoretice [1,48—59]. Rezultate exacte au fost obținute în aproximația cîmpului molecular, modelul Ising bidimensional și modelul sferic. Alte date au fost obținute prin metoda dezvoltării în serie. S-a presupus că indicii nu depind de valoarea spinului (pentru o dimensionalitate dată a structurii rețelei) [48]

Modelul	α	α'	β	γ	γ'	δ	η	ν	ν'
Cîmp molecular	0 (discont.)	0 (discont.)	1/2	1	1	3	0	1/2	1/2
Sferic ($d=3$)	-1	—	1/2	2	—	5	0	1	—
Ising ($d=3$)	$\simeq 1/8$	1/8—1/16	0,312	1,25	1,25—1,31	$\simeq 5$	0,03—0,05	$\simeq 0,63$	—
XY ($d=3$)	$\simeq 0$ (logaritmic)	—	—	$\simeq 1,33$	—	—	—	—	—
Heisenberg ($d=3$)	$\simeq -0,1$	—	$\simeq 0,36$	$\simeq 1,40$	—	$\simeq 5$	0,03—0,04	$\simeq 0,71$	—
Ising ($d=2$)	0 (logaritmic)	0 (logaritmic)	1/8	1,75	1,75	15	0,25	1	1

Redăm mai jos expresiile asimptotice pentru funcțiile termodinamice care le vom considera (Valorile exponenților critici, în diferite modele, sînt date în tabelul X.3):

— *căldura specifică*

$$C_M/R \propto A(1 - T_c/T)^{-\alpha} \quad (T \to T_c^+;\ B = 0), \quad \text{(a)}$$
$$C_M/R \propto A'(1 - T/T_c)^{-\alpha'} \quad (T \to T_c^-;\ B = 0); \quad \text{(b)} \qquad \text{(X.5.7)}$$

— *magnetizarea spontană*

$$M_s(T)/M_s(0) \propto B_0(1 - T/T_c)^{\beta} \quad (T \to T_c^-;\ B = 0); \qquad \text{(X.5.8)}$$

— *susceptivitatea inițială*

$$\chi T/C \propto C_0(1 - T_c/T)^{-\gamma} \quad (T \to T_c^+;\ B = 0); \quad \text{(a)}$$
$$\chi T/C \propto C_0'(1 - T/T_c)^{-\gamma'} \quad (T \to T_c^-;\ B = 0); \quad \text{(b)} \qquad \text{(X.5.9)}$$

— *izoterma critică*

$$B \propto D[M(B)]^{\delta} \quad (B \to 0;\ T = T_c); \qquad \text{(X.5.10)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

— *inversul lungimii de corelație*

$$\varkappa \propto N(1 - T_c/T)^{\nu} \qquad (T \to T_c^+;\ B = 0), \qquad \text{(a)}$$
$$\varkappa \propto N'(1 - T/T_c)^{\nu'} \qquad (T \to T_c^-;\ B = 0); \qquad \text{(b)} \tag{X.5.11}$$

— *susceptivitatea dependentă de vectorul de undă*

$$\chi(k) \propto k^{\eta - 2} \qquad (k \to 0;\ T = T_c). \tag{X.5.12}$$

Exponenții notați cu indice se referă la domeniul de temperaturi $T < T_c$. Legea în puteri pentru susceptivitatea magnetică este diferită de forma folosită uzual $\chi \propto (T - T_c)^{-\gamma}$; se crede [48] că expresia (X.5.9) este mai corectă pentru compararea datelor experimentale cu modelele teoretice. S-a subliniat [50] că în cazuri practice valoarea γ obținută prin reprezentarea lui χ/C în funcție de $t = (T - T_c)T_c^{-1}$ este cu cîteva procente mai mare decît cea rezultată din reprezentarea lui $\chi T/C$.

Relații de forma (X.5.7)—(X.5.12) au fost evidențiate experimental. Spre exemplu, prezentăm în figura X.11a dependența de temperatură a magnetizării în cîmpuri joase, iar în figura X.11b valorile susceptivității magnetice în apropiere de T_c, pentru unele aliaje ternare pe bază

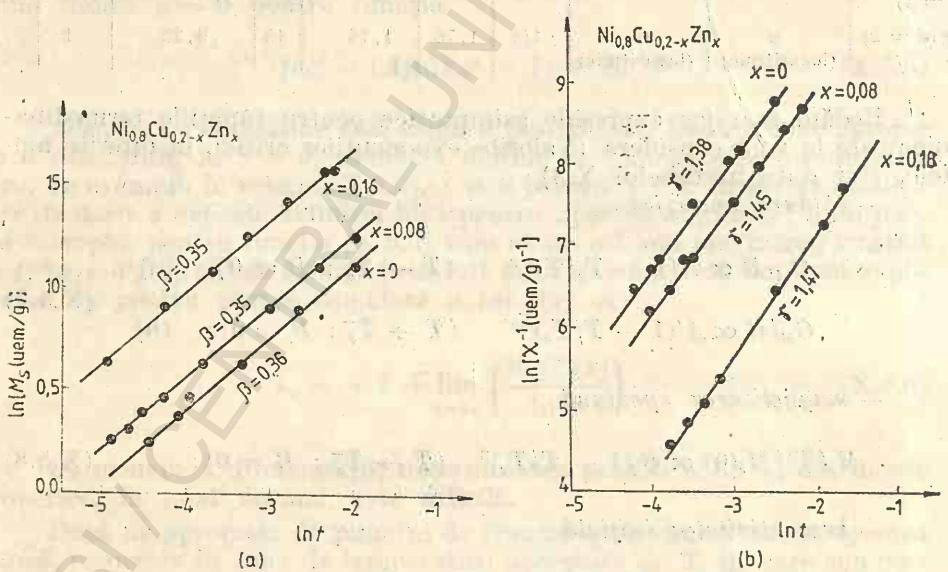


Fig. X.11. — Dependența de temperatură a magnetizării (a) și a susceptivității magnetice (b) în cîmpuri de intensități mici, la aliajele $Ni_{0,8}Cu_{0,2-x}Zn_x$. Valorile exponenților critici β și γ nu depind de compoziție și sînt apropiate de cele deduse teoretic.

de nichel [58]. Exponenții critici determinați au valori apropiate de cele obținute teoretic în modelul Heisenberg tridimensional.

Menționăm că și rezistivitatea electrică în apropiere de T_c poate fi, de asemenea, descrisă prin relații similare cu cele prezentate mai sus [59].

De interes (deşi nu pot fi studiaţi experimental în mod direct) sînt *exponenţii de interval* Δ_n [51]. Pentru $T < T_c$ putem considera derivatele faţă de cîmp a energiei libere $\mathcal{F}$, în limita $B \to 0$,

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial B}\right)_T \equiv \mathcal{F}^{(1)} \propto (1 - T/T_c)^{-\Delta'_1} \mathcal{F}^{(0)}, \ldots$$

şi în general

$$\left(\frac{\partial^n \mathcal{F}}{\partial B^n}\right)_T \equiv \mathcal{F}^{(n)} \propto (1 - T/T_c)^{-\Delta'_n} \mathcal{F}^{(n-1)} \quad (T < T_c). \qquad \text{(X.5.13)}$$

La $T > T_c$ toate derivatele de ordin impar a lui $\mathcal{F}(B, T)$ în raport cu cîmpul sînt nule (pentru $B = 0$), astfel că avem

$$\left(\frac{\partial^{2n} \mathcal{F}}{\partial B^{2n}}\right)_T \equiv \mathcal{F}^{(2n)} \propto (1 - T_c/T)^{-2\Delta_{2n}} \mathcal{F}^{(2n-2)} \quad (T > T_c). \qquad \text{(X.5.14)}$$

Deoarece căldura specifică $C(B = 0) \propto (1 - T/T_c)^{-\alpha'}$ este derivata de ordinul doi a lui $\mathcal{F}$, urmează ca $\mathcal{F}^{(0)} \propto (1 - T/T_c)^{2-\alpha'}$ şi deoarece $\mathcal{F}^{(1)} \propto M_s(T) \propto (1 - T/T_c)^{\beta}$, se obţine relaţia

$$\Delta'_1 = 2 - \alpha' - \beta. \qquad \text{(X.5.15)}$$

Cum $\mathcal{F}^{(2)} \propto \chi T/C \propto (1 - T/T_c)^{-\gamma'}$, avem

$$\Delta'_2 = \beta + \gamma'. \qquad \text{(X.5.16)}$$

Se poate arăta că pentru $T > T_c$ se obţine

$$2\Delta_2 = 2 - \alpha + \gamma. \qquad \text{(X.5.17)}$$

X.5.2. Aproximaţia cîmpului molecular

În paragraful VII.4 am discutat măsura în care prezicerile aproximaţiei cîmpului molecular descriu rezultatele experimentale. S-a evidenţiat că acestea, în apropiere de T_c, nu redau comportarea observată experimental. Totuşi, pentru analiza evoluţiei modelelor ce descriu comportarea în regiunea de tranziţie vom discuta şi această aproximaţie.

Conform cu relaţia (VII.4.2), pentru $H = 0$, cîmpul molecular H_m este proporţional cu magnetizarea. În cazul cînd asupra probei acţionează un cîmp extern $H = B/\mu_0$ de intensitate mică, dezvoltînd în serie de puteri magnetizarea dată de relaţia (VII.4.11), pentru valori M mici, se obţine

$$M = M(0)\left[\frac{\mu_0}{3} \cdot \frac{M(0)H + N_{ii}M(0)M}{k_B T} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{45} \cdot \left(\frac{N_{ii}M(0)M\mu_0}{k_B T}\right)^3 + \ldots\right]. \qquad \text{(X.5.18)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ținînd seama că $T_c = \mu_0 N_{ii} M^2(0)/3k_B$, avem

$$\frac{M}{M(0)} \cdot \frac{T - T_c}{T_c} + \frac{1}{5} \cdot \frac{M^3}{M^3(0)} = \frac{H}{H_m}. \qquad (X.5.19)$$

Relația de mai sus poate fi scrisă (cu $a' = (1/2)N_{ii}$ iar $b = N_{ii}/20\, M(0)^2$) în forma

$$(2a't + 4bM^2)M = H. \qquad (X.5.20)$$

Dacă $T > T_c$, magnetizarea M este mică și termenul în M^3 poate fi neglijat, comparativ cu M. În acest caz, magnetizarea variază liniar cu cîmpul. Avem

$$\chi = M/H = 1/(2a't). \qquad (X.5.21)$$

Dacă $T = T_c$, primul termen din relația (X.5.19) este nul și astfel

$$M/M(0) = (5H/H_m)^{1/3}. \qquad (X.5.22)$$

În apropiere de punctul Curie, termenul în M^3 nu mai poate fi neglijat. Apare un efect de saturare, care se manifestă printr-o dependență neliniară a lui M de cîmpul extern. Tipul de comportare menționat este ilustrat în figura X.12 [60]. Curbura este cu atît mai mare cu cît ne apropiem de temperatura Curie. Acest fapt evidențiază dificultatea de a determina valorile susceptivității magnetice în apropiere de T_c, pentru $H = 0$, singurele valori ce pot fi interpretate teoretic.

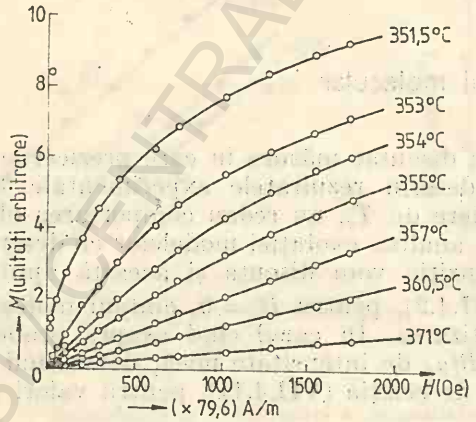


Fig. X.12. — Izotermele de magnetizare ale nichelului între temperatura Curie feromagnetică și temperatura Curie paramagnetică.

Dependența de cîmp și temperatură a susceptivității magnetice a nichelului este redată în figura X.13 [60]. Deoarece cîmpul extern perturbă repartiția statistică a momentelor magnetice, χ poate prezenta discontinuitatea caracteristică tranzițiilor de speța a doua, numai după extrapolare la valori $H \doteq 0$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Soluțiile stabile ce se obțin din relația (XI.5.20) (pentru $H = 0$) [7] sînt

$$M = \begin{cases} 0 & \text{pentru } T > T_c, \\ \pm B_0(-t)^{\beta}, \ \beta = 1/2, \ B_0 = \sqrt{a'/2b}, & \text{pentru } T < T_c, \end{cases} \tag{X.5.23}$$

unde magnetizarea M constituie parametrul de ordine.

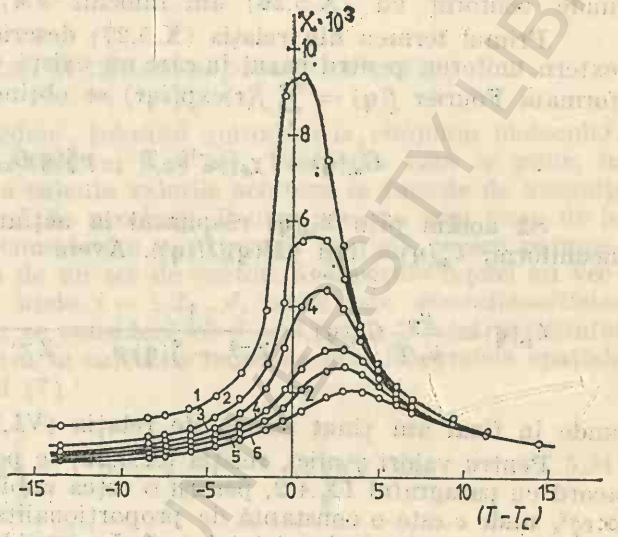


Fig. X.13. — Dependența de temperatură a susceptivității magnetice a nichelului la diferite valori ale cîmpului extern: (1 — $H = 206$ Oe; 2 — $H = 413$ Oe; 3 — $H = 619$ Oe; 4 — $H = 1032$ Oe; 5 — $H = 1290$ Oe; 6 — $H = 1755$ Oe) × 79,6 A/m.

În apropiere de T_c avem

$$\chi = \begin{cases} \dfrac{1}{2a'} \cdot t^{-\gamma} & \gamma = 1, \quad \text{pentru } T > T_c, \\ \dfrac{1}{4a'} \cdot \bar{t}^{-\gamma'} & \gamma' = 1, \quad \text{pentru } T < T_c. \end{cases} \tag{X.5.24}$$

Am notat prin $\bar{t} = (T - T_c)T_c^{-1}$. Se observă că coeficientul lui χ la $T > T_c$ este dublu celui obținut la $T < T_c$. Acest fapt rezultă prin introducerea soluțiilor lui M date de (X. 5. 23) în paranteza din relația (X.5.20).

Pentru *izoterma critică* ($T = T_c$), relația (X.5.22) se poate scrie

$$M = (4b)^{1/\delta} H^{1/\delta} \text{ cu } \delta = 3. \tag{X.5.25}$$

Să analizăm corelația între momentele magnetice în pozițiile caracterizate prin vectorii de poziție $\mathbf{r}_i$ și $\mathbf{r}_j$. Aceasta este dată de funcția de corelație G, care, pentru o simetrie de translație are forma

$$G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = (\langle M_{iz} M_{jz} \rangle - \langle M_{iz} \rangle \langle M_{jz} \rangle =$$

$$= k_B T \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\mu_0 \partial H_i \partial H_j} = k_B T \frac{\partial M_i}{\mu_0 \partial H_j}. \tag{X.5.26}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relaţia (X.5.26) mai poate fi scrisă $G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = k_B T(\partial M_i/\mu_0 \partial H_{Ti}) \times \times (\partial H_{Ti}/\partial H_j)$. Ţinînd seama de (VII.4.2) şi (VII.4.9) avem $H_{Ti} = H_i + + H_{mi} = H_i + p\Sigma \mathfrak{J}_{ij} M_i$ unde $p = 2(\mu_0 \mu_B^2 g^2)^{-1}$. Ca atare

$$G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = (\langle M_{iz}^2 \rangle - \langle M_{iz} \rangle^2) \left[\delta_{ij} + \frac{p\mu_0}{k_B T} \sum_{i,l} \mathfrak{J}_{il} G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \right], \quad (X.5.27)$$

unde conform cu (X.5.26) am înlocuit $\partial M_i/\partial H_j = \mu_0 G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/k_B T$.

Primul termen din relaţia (X.5.27) descrie răspunsul la un cîmp extern uniform, pentru cazul în care nu există interacţii. Folosind transformata Fourier $f(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ se obţine

$$G_{zz}(\mathbf{q}) = \chi_0 [\mu_0^{-1} k_B T + p \mathfrak{J}(\mathbf{q}) G_{zz}(\mathbf{q})] \quad (X.5.28)$$

Să notăm prin $\chi_{zz}(\mathbf{q})$ răspunsul la acţiunea unui cîmp magnetic neuniform, $\chi_{zz}(\mathbf{q}) = \lim_{H(\mathbf{q}) \to 0} (M(\mathbf{q})/H(\mathbf{q}))$. Avem

$$\chi_{zz}(\mathbf{q}) = \frac{\mu_0}{k_B T} G_{zz}(\mathbf{q}) = \frac{1}{\chi_0^{-1} - \mathfrak{J}(\mathbf{q}) p} = \frac{1}{\chi^{-1} + [\mathfrak{J}(0) - \mathfrak{J}(\mathbf{q})] p}, \quad (X.5.29)$$

unde în final am ţinut seama de relaţia (VI.7.2).

Pentru valori q mici, relaţia (X.5.29) se poate dezvolta în serie. În acord cu paragraful IX.4.2, pentru o reţea cubică avem $[\mathfrak{J}(0) - \mathfrak{J}(\mathbf{q})] \propto \propto cq^2$, unde c este o constantă de proporţionalitate. Funcţia de corelaţie are un vîrf ascuţit în jurul lui $k = 0$. Inversul lungimii de corelaţie $\varkappa = = \xi^{-1}$ se poate identifica cu lărgimea vîrfului. Astfel se poate defini, pentru $H=0$, $\xi^{-2} = -(1/2)G^{-1}(0)\ (d^2G(k)/dk^2)_{k=0}$. Relaţia (X.5.29) se scrie

$$\chi_{zz}(\mathbf{q}) = \frac{1}{\chi^{-1} + cq^2} = \frac{1}{c(q^2 + \xi^{-2})} = \frac{1}{c(q^2 + \varkappa^2)} = \frac{\mu_0}{k_B T} G_{zz}(\mathbf{q}), \quad (X.5.30)$$

unde am notat $(\chi c)^{-1/2} = \xi^{-1}$.

În spaţiul real, relaţia (X.5.30) are forma

$$G_{zz}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \frac{k_B T}{4\pi c(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)\mu_0} \exp(-|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|/\xi). \quad (X.5.31)$$

Lungimea de corelaţie, ξ, sau *inversul lungimii de corelaţie*, $\varkappa$ în regiunea critică pot fi exprimate prin

$$\varkappa = \xi^{-1} = (c\chi)^{-1/2} = \begin{cases} \sqrt{2a'/c} \cdot t^{\nu}, & \nu = 1/2 \quad \text{pentru } T > T_c, \\ 2\sqrt{a'/c} \cdot t^{\nu'}, & \nu' = 1/2 \quad \text{pentru } T < T_c. \end{cases} \quad (X.5.32)$$

Relaţia între lungimea de corelaţie şi funcţia de răspuns uniformă evidenţiază modul în care divergenţa în lungimea de corelaţie dă naştere la o divergenţă în derivata termodinamică χ.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Căldura specifică, în mod similar, poate fi exprimată prin relațiile

$$C_M = At^{-\alpha}, \text{ la } T > T_c; \; C_M = A't^{-\alpha'} \text{ la } T < T_c. \qquad (X.5.33)$$

Valorile exponenților critici calculați în aproximația cîmpului molecular sînt redați în tabelul X.3. O comparație a acestora cu valorile determinate experimental a fost dată în paragraful VII. 4 și figura X.11 și ca atare nu vom reveni asupra acestei probleme.

X.5.3. Parametrii implicați în calculul exponenților critici

În paragraful precedent, folosind aproximația cîmpului molecular, am introdus exponenții critici α, β, γ etc. Problema care se pune, în oricare model, constă în a calcula valorile acestora în funcție de anumiți parametrii care ar urma să fie precizați. Pentru aceasta vom pleca de la descrierea spațiului. Să considerăm o structură spațială ce are parametrul de rețea a, generată de un set de vectori δ. Pozițiile rețelei au vectorii de poziție $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_i)$, unde $i = 1,2,...,d$, iar d este *dimensionalitatea spațială*. În mod obișnuit se consideră că $d = 3,2$ sau 1 (vezi paragraful VIII.1). Parametrul d intră în calculele teoretice prin integralele spațiale și ale impulsului, de tipul [7]

$$\int d^d x = C_d \int_0^\infty x^{d-1}\, dx; \; \int_q \frac{d^d q}{(2\pi)^d} = C'_d \int_0^\infty q^{d-1}\, dq, \qquad (X.5.34)$$

unde $C_d = (2\pi)^d C'_d = (2\pi)^{d/2}/\Gamma(d/2)$. Deoarece funcția $\Gamma(z)$ este definită pentru valori z arbitrare, putem extinde definiția dimensionalității la *valori continue ale lui d*. Odată ce am definit valori d continue diferența $\varepsilon = 4-d$ formează de asemenea un parametru (mic) important.

Pozițiile rețelei $\mathbf{r}$ sînt ocupate de spinii $\mathbf{S}_n(\mathbf{r})$. Vom presupune că vectorul de spin are n componente. Am evidențiat în paragraful VII.1 că $n = 3$ descrie modelul Heisenberg, $n = 2$ modelul XY, iar $n = 1$ modelul Ising. Vom considera și cazul limită cînd $n \to \infty$ [61]. Acesta corespunde modelului sferic. Putem admite că spinii sînt localizați. În fapt, ne putem totodată imagina și un *cîmp de densitate de spin* sau un *cîmp de densitate scalar*.

S-a evidențiat existența unei granițe, în comportarea critică, la $d = 4$. Discuția se poate generaliza la valori n continue [62, 63].

Considerînd *valori negative ale lui n*, s-a observat că $n = -2$ este, de asemenea, un caz solubil, care conduce la o situație similară cu cea descrisă de *modelul Gaussian*. Urmînd sugestia modelului sferic se poate anticipa că pentru $d \geqslant 4$ și pentru toate valorile n, comportarea critică va fi descrisă de un model clasic (de tip aproximația cîmpului molecular) cu $\alpha = 0$, $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$ și $\eta = 0$.

Să reprezentăm poziția diferitelor modele în planul (d, n) pentru valori $1 \leqslant d \leqslant 4$ și $-2 \leqslant n \leqslant \infty$ (fig. X.14) [64]. Comportarea critică este cunoscută la granițele acestor regiuni. De interes sînt situațiile în care avem $n = 1, 2$ și 3. Acestea caracterizează materialele magnetice reale. Dimensiunea spațială $d = 3$ este cel mai frecvent întîlnită, $d = 2$

este caracteristică straturilor subțiri. Sistemele unidimensionale ($d = 1$) sînt întîlnite în cazul lanțurilor liniare de ioni magnetici, iar $d = 0$ în cazul lanțurilor de polimeri.

Soluții exacte în interiorul domeniului $1 \leqslant d \leqslant 4$ și $-2 \leqslant n \leqslant \infty$ se obțin pentru $n=1$ și $d=2$ (vezi paragraful VII.2). Aproximația grupului

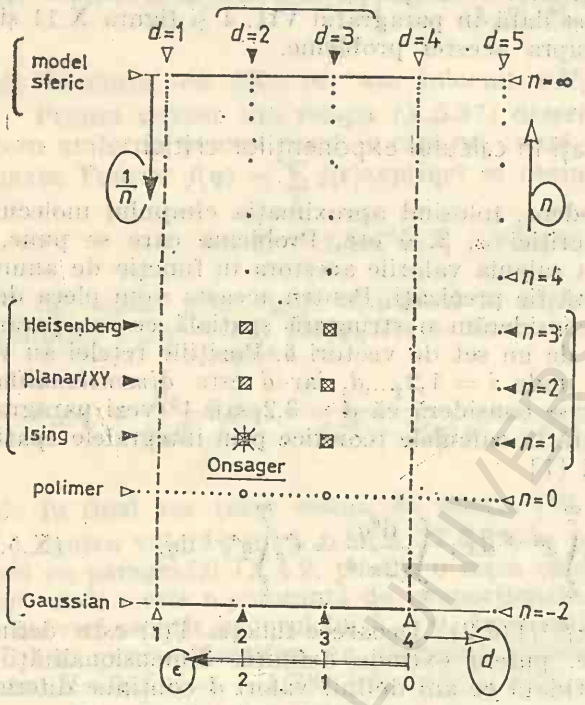


Fig. X.14. — Diagrama în planul (d, n) evidențiind variabilele de dezvoltare $\varepsilon = 4 - d$ și $1/n$, granițele la $n = \infty$ și -2 și $d = 1$ și 4 cît și diferitele cazuri relevante.

de renormare ne permite să „pătrundem" în interior (fig. X.14) de la „granița" $d = 4$ și $n = \infty$, prin dezvoltarea în ε și respectiv $1/n$. Astfel vom putea obține o descriere corectă a modului de variație a exponenților critici în planul (d, n).

În cazul unui cuplaj izotrop, de rază mică de acțiune $\mathcal{H} = -\sum_{r,r'} \mathcal{J}(r, r') s_r s_{r'}$ parametrii d și n par singurii care determină exponenții critici. Am notat $s = S/[S(S+1)]^{1/2}$. Pentru $S \to \infty$, s devin vectori clasici de lungime unitate. Pentru unele scopuri teoretice este convenabil a permite ca $|S|$ să varieze continuu. În acest caz este important a include în probabilitatea statistică, o *funcție de pondere a spinului*, care restrînge fluctuațiile în lungimea spinului [64].

X.5.4. Teoria Landau a tranzițiilor de fază

Landau [65] a dezvoltat un model fenomenologic, fără a lua în considerare fenomenele la scară microscopică, și obține rezultate asemănătoare cu cele evidențiate în aproximația cîmpului molecular. În elaborarea modelului se fac următoarele presupuneri: (1) existența unui potențial

termodinamic $\mathcal{F}$ al cristalului care poate descrie ambele faze (atît pentru $T < T_c$ cît şi $T > T_c$); (2) există un parametru de ordine M, care este nul în faza dezordonată şi are o valoare finită în faza ordonată; (3) potenţialul termodinamic poate fi dezvoltat într-o serie de puteri ale parametrului de ordine

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0(p, T) + a(p, T)M^2 + b(p, T)M^4 + \ldots - \mu_0 MH. \qquad (X.5.35)$$

În cele ce urmează nu vom analiza dependenţa de presiune a potenţialului termodinamic.

Relaţia (X.5.35) poate fi generalizată pentru situaţia în care parametrul de ordine $M(\mathbf{r})$ al unui element de rază R are o distribuţie dată ca şi dealtfel energia liberă $f(\mathbf{r})$ a acestuia. Presupunînd că $f(\mathbf{r})$ poate fi dezvoltat în serie, în apropiere de T_c, energia liberă a sistemului $\mathcal{F} = \int f(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}$ este

$$\mathcal{F} = \int \{f_0(T) - \mu_0 M(\mathbf{r})H + a(T)\, M^2(\mathbf{r}) + b(T)\, M^4(\mathbf{r}) + c(T)\, [\nabla M(\mathbf{r})\, \nabla M(\mathbf{r}')] + \ldots\}\, d\mathbf{r}. \qquad (X.5.36)$$

Valoarea cea mai probabilă a lui $M(\mathbf{r})$ poate fi obţinută prin minimizarea lui $\mathcal{F}$ în raport cu variaţiile lui $M(\mathbf{r})$. Se obţine [7]

$$\delta\mathcal{F} = \iint -[\mu_0 H + 2a(T)\, M(\mathbf{r}) + 4b(T)\, M^3(\mathbf{r}) - 2c(T)\nabla^2 M(\mathbf{r}) + \ldots]\, d\mathbf{r}\, \delta M(\mathbf{r}). \qquad (X.5.37)$$

Ţinînd seama că $\delta\mathcal{F} = 0$, pentru valori $\delta\mathbf{M}$ arbitrare, din (X.5.37) se obţine ecuaţia Ginzburg-Landau [66]

$$[2a(T) + 4b(T)\, M^2(\mathbf{r}) - 2c(T)\, \nabla^2 M(\mathbf{r})]M(\mathbf{r}) = \mu_0 H(\mathbf{r}). \qquad (X.5.38)$$

Landau [65] presupune că fluctuaţiile aleatoare pot fi neglijate şi deci valoarea cea mai probabilă a parametrului de ordine este $\langle M(\mathbf{r})\rangle$. Această presupunere constituie o aproximaţie analogă cu cea a cîmpului molecular.

Pentru valori q mici, transformata Fourier a lui (X.5.38) se scrie

$$[2a(T) + 4b(T)\langle M^2(\mathbf{r})\rangle + 2c(T)q^2]\, M(q) = \mu_0 H(q), \qquad (X.5.39)$$

unde $M(q) = \sum_{\mathbf{r}} M(\mathbf{r})\, \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$.

În cazul unei tranziţii continue avem $b(T_c) > 0$. O tranziţie de speţa întîia sau discontinuă apare pentru $b(T_c) < 0$. Mai poate exista şi o soluţie corespunzătoare la $b(T_c) = 0$. În acest caz relaţia (X.5.36) trebuie dezvoltată pînă în $M^6(\mathbf{r})$. Această situaţie descrie aşa-numitul *punct tricritic*, pe care îl vom discuta în paragraful X.5.6.

Să analizăm previziunile modelului Landau. Acesta este valabil pentru orice tip de tranziţie de fază caracterizat printr-un parametru

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

de ordine M și conjugatul acestuia H. Modelul neglijează fluctuațiile ce apar în parametrul de ordine. Aceste fluctuații, caracterizate prin lungimea de corelație, la $T \simeq T_c$ devin importante, iar ξ diverge. Ca atare modelul conduce la aceeași exponenți critici ca și cei obținuți în aproximația cîmpului molecular. Să analizăm domeniul de valabilitate al modelului. Pentru aceasta, ținînd seama că $C = N_{ii}\theta$ vom scrie ecuația Ginsburg-Landau (X.5.38) în forma

$$[\chi_{GL}^{-1} + 4b(t)\mu_0^{-1}\langle M(\mathbf{r})\rangle^2]\langle M(\mathbf{r})\rangle = H, \qquad \text{(X.5.40)}$$

unde susceptivitatea χ_{GL} a fost calculată neglijînd fluctuațiile. Paranteza reprezintă inversul funcției de răspuns. La $T > T_c$ numai termenii în $\langle M(\mathbf{r})\rangle^2$ dau corecții, de ordinul H^3, și pot fi neglijați.

Incluzînd fluctuațiile ce au fost neglijate, la $T > T_c$, avem

$$[\chi_{GL}^{-1} + 4b(t)\,\mu_0^{-1}\langle M(\mathbf{r})^2\rangle]\langle M(\mathbf{r})\rangle = H. \qquad \text{(X.5.41)}$$

Problema care se pune este de a analiza condițiile în care fluctuațiile devin importante. Pentru a lua în considerare aceste fluctuații vom folosi funcția de corelație $\chi_{zz}(\mathbf{q})$ și relațiile (X.5.30)

$$\langle M(\mathbf{r})^2\rangle = \frac{k_B T}{\mu_0}\int \chi(\mathbf{q})\,d\mathbf{q} \simeq \frac{k_B T}{\mu_0 c}\int_0^{\pi/R} \frac{1}{q^2 + \xi_{GL}^{-2}}\, q^{d-1}\,dq =$$

$$= \frac{k_B T}{\mu_0 c}\int_0^{\pi/R} \frac{q^{d-1}}{q^2}\,dq - \frac{k_B T}{\mu_0 c\,\xi_{GL}^2}\int_0^{\pi/R} \frac{q^{d-1}}{q^2(q^2 + \xi_{GL}^{-2})}\,dq. \qquad \text{(X.5.42)}$$

Am notat prin R raza regiunii după care s-a făcut medierea. În același timp s-a separat termenul critic, pentru care $\xi_{GL}^{-1} = 0$.

Domeniul de valabilitate al relației (X.5.41) depinde de dimensionalitatea d a sistemului. Înlocuind primul termen din (X.5.42), $\langle M(\mathbf{r})\rangle_{T_c}$, în (X.5.41) se evidențiază o scădere a temperaturii de tranziție. Pentru un sistem unidimensional ($d = 1$) această corecție diverge. Astfel, în cazul sistemelor unidimensionale, la temperaturi finite, nu există ordine de rază mare de acțiune [67]. În cazul sistemelor bidimensionale ($d = 2$) se evidențiază o divergență logaritmică. O analiză mai atentă, pentru $d = 2$, arată că ordinea magnetică nu poate să apară în toate situațiile (modelul Heisenberg), însă apare de exemplu în modelul Ising. Pentru $d \geqslant 3$, în toate situațiile va apare o stare ordonată magnetic, caracterizată printr-o temperatură de tranziție finită.

Să analizăm contribuția ultimului termen din (X.5.42) [7]. *Pentru* $d < 4$ contribuția la integrală este dominată de valori q mici. Aceasta converge pentru q mare și este proporțională cu ξ_{GL}^{4-d}. Termenul de corecție (X.5.40), în această situație, este de ordinul ξ_{GL}^{2-d} și deci mare comparativ cu termenul inițial $\chi_{GL}^{-1} \propto \xi_{GL}^{-2}$, atunci cînd la T_c, $\xi_{GL} \to \infty$. În acest caz, aproximația cîmpului mediu nu mai este corespunzătoare. *Dacă* $d > 4$, contribuția dominantă la integrală este dată de valori q mari, și ca atare, aceasta nu depinde mult de ξ_{GL} (deci de $T - T_c$). Astfel, terme-

nul de corecţie în (X.5.40) este proporţional cu ξ_{GL}^{-2}, ce este comparabil ca mărime cu χ_{GL}^{-1}. În această situaţie aproximaţia cîmpului mediu dă o descriere calitativ corectă.

Discuţia de mai sus evidenţiază că în teoria tranziţiilor de fază există o dimensiune critică $d_c = 4$. Mărimea $\varepsilon = 4-d$, pentru dimensiuni mici, poate fi analizată ca un parametru mic, şi se poate face o dezvoltare în modelul cîmpul mediu, în ordinul zero, pentru dimensiunea $d = 4$. Pentru $d = d_c$ se evidenţiază corecţii logaritmice.

Sistemele magnetice, în mod curent, au dimensionalitatea $d = 3$. Să estimăm în această situaţie domeniul de valori t în care prezicerile modelului sînt corecte. Pentru aceasta fluctuaţiile parametrului de ordine în regiunea cu corelaţii de spin V_ξ, descrise prin lungimea de corelaţie, trebuie să fie mici, cel puţin atît de mici ca parametrul de ordine

$$\langle [M(\mathbf{r}') - \langle M(\mathbf{r})\rangle]^2\rangle = \frac{k_B T}{4\pi\mu_0 c}\int_0^\xi \frac{\exp(-R/\xi)}{R}\,\mathrm{d}R < V_\xi < \langle M(\mathbf{r})^2\rangle, \quad (X.5.43)$$

pentru $R = |\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \leqslant \xi$.

Pentru o regiune în care corelaţiile sînt izotrope avem $V_\xi = (4\pi/3)\xi^3$. În aproximaţia cîmpului mediu, ţinînd seama de relaţiile (X.5.23) şi (X.5.32) extinderea regiunii critice este

$$t < \left[\frac{3k_B T_c}{\pi\mu_0}\left(1-\frac{2}{e}\right)\right]^2 \frac{b^2}{a'}\cdot\frac{1}{c^3} = K_0\frac{1}{c^3}. \quad (X.5.44)$$

Am notat prin K_0 o constantă caracteristică sistemului. Zona critică depinde de parametrul c, deci de interacţiile magnetice directe din sistem. În definirea valorii c, anterior am considerat o situaţie particulară în care solidul are o structură cubică. Într-un caz general $c = \sum_{\mathbf{R}} \mathfrak{J}(\mathbf{R}) R^2 \simeq$ $\simeq \int_l^\infty \mathfrak{J}(\mathbf{R})\, R^{d+2}(\mathrm{d}R/R)$. Valoarea c diverge în cazul interacţiilor izotrope de forma $\mathfrak{J}(R) \propto R^{-(d+\sigma)}$ unde $\sigma < 2-\eta$ [68]. Intensitatea interacţiei nu are importanţă în studiul comportării fizice în jurul lui T_c.

Să analizăm aceeaşi problemă considerînd interacţiile dipolare, ce au o rază mare de acţiune, dar sînt puternic anizotrope. O soluţie exactă poate fi obţinută în modelul Ising [69]. Susceptivitatea magnetică diverge ca $\chi \propto t^{-1}(\ln t)^{1/3}$. Se vede că această divergenţă nu modifică în principiu valoarea exponentului γ obţinută în aproximaţia cîmpului mediu.

S-a propus [70] o formulare modificată a criteriului Ginzburg. Dacă în (X.5.43) identificăm fluctuaţiile cu un termen proporţional cu χ, dat de (X.5.24) iar volumul spinilor corelaţi $V_\xi \propto \xi^{d+m}$, unde m poate fi diferit de zero pentru interacţii anizotrope, se obţine dimensionalitatea critică, pentru care sînt valabili exponenţii cîmpului mediu

$$d_c = (\gamma' + 2\beta')/\nu' - m. \quad (X.5.45)$$

Discuţia de mai sus evidenţiază că modelul Landau nu poate descrie, în mod corespunzător, comportarea în apropiere de T_c, pentru di-

mensiuni $d < 4$, cu excepţia cazului în care interacţiile nu sînt de rază mare de acţiune. Expresia lui Landau nu este sensibilă la numărul de componente ale parametrului de ordine (magnetizare). În aproximaţia cîmpului mediu, deşi se consideră M a fi tridimensional, avem $\langle M_x \rangle = \langle M_y \rangle = 0$

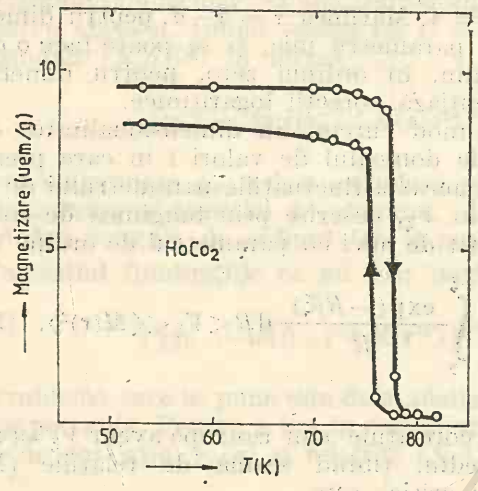


Fig. X.15. — Variaţia cu temperatura a magnetizării compusului $HoCo_2$, în cîmp extern de 0,1 T.

şi ca atare se are în vedere numai componenta M_z. În regiunea critică, în care fluctuaţiile au un rol dominant numărul de componente este important, deoarece corelaţiile (sau fluctuaţiile) între componentele transversale $\langle (S_\tau - \langle S_\tau \rangle)(S_\rho - \langle S_\rho \rangle) \rangle \propto k_B T \chi^{\tau\rho}$ sînt divergente la T_c. Deoarece hamiltonianul Heisenberg este izotrop, toate cele trei componente ale lui χ diverg la T_c. În modelul Ising doar o componentă diverge, deci exponenţii critici ai celor două modele în principiu diferă. Acest fapt este dealtfel reflectat în tabelul X.3.

Deviaţiile de la comportarea cîmpului mediu apar în subspaţiul $d < 4$ şi $n < \infty$ şi interacţii de rază mică de acţiune. Aceste sisteme sînt cele întîlnite frecvent în natură.

Bloch şi colab. [71] au analizat în modelul Landau tranziţiile magnetice în compuşi intermetalici PCo_2, unde P este un element pămînt rar (P = Gd,...,Tm). Pentru compuşii $DyCo_2$, $HoCo_2$ şi $ErCo_2$ se evidenţiază o tranziţie de speţa întîia. Magnetizarea în cîmpuri de intensităţi mici descreşte brusc la T_c. Această discontinuitate prezintă o histereză cu temperatura, aşa cum se vede în figura X.15 pentru $HoCo_2$. Existenţa tranziţiei de speţa întîi în compuşii menţionaţi cît şi de speţa a doua în $GdCo_2$ şi $TbCo_2$ este asociată cu semnul parametrului Landau $b(T)$. Schimbarea de semn a parametrului $b(T)$ la 250 K este corelată cu tranziţiile de speţa întîia pentru compuşii ce au punctul Curie mai mic de 250 K şi respectiv de speţa a doua în cazul cînd $T_c > 250$ K.

X.5.5. Relaţii de scalare. Teoria grupului de renormare

a. *Transformarea Kadanoff. Relaţii de scalare*

Teoria fenomenologică a scalării s-a folosit cu succes pentru înţelegerea fenomenelor critice în sisteme model cît şi materiale reale. Un concept asociat acesteia, formulat ca o ipoteză a *universalităţii*, reduce mult

varietatea de comportări în regiunea critică și grupează sistemele într-un număr mic de clase echivalente. Dacă se fixează scalele parametrului de ordine și cîmpul conjugat corespunzător, exponenții critici și ecuațiile de stare pentru o clasă vor fi aceeași. Ca atare, exceptînd cei doi factori de scală (ce diferă de la sistem la sistem), funcțiile termodinamice ale tuturor elementelor din aceeași clasă suficient de apropiat de punctul critic vor fi identice. Metoda pleacă de la premisa că responsabile pentru comportarea singulară la T_c sînt corelațiile de rază mare de acțiune în fluctuațiile de spin. Comportarea singulară a diferitelor mărimi la T_c se atribuie divergenței lui ξ [3, 64, 72, 73].

Să considerăm un cristal ce are dimensionalitatea d, de latură L. Dacă constanta rețelei are lungimea unitate, vor fi nL^d variabile de spin aleatoare [74]. Probabilitatea de distribuție asociată acestora este $P = Z^{-1} \exp\,[-\mathcal{H}(\sigma)/k_B T]$ unde Z este funcția de partiție $Z = \int \exp\,[-\mathcal{H}(\sigma)/k_B T] \prod_{i,c} d\sigma_{ic}$ unde produsul se ia după toate componentele i și celulele c.

Hamiltonianul celulei c, $\mathcal{H}_c(\sigma)$ este o funcție netedă de temperatură T, cîmpul extern H cît și de alți parametri. Singularitatea în hamiltonian apare pentru un număr infinit de spini ($L^d \to \infty$).

Plecînd de la hamiltonianul celulei se poate construi un *hamiltonian de tip bloc* care să descrie interacțiile între blocurile de spini. Fiecare bloc conține b^d celule unitate. Spinul blocului este dat de suma spinilor celulei în bloc, împărțită prin b^d. Hamiltonianul blocului $\mathcal{H}_b(\sigma)$ poate fi obținut din hamiltonianul celulei $\mathcal{H}_c(\sigma)$ prin *transformarea Kadanoff* [72]. Această transformare o notăm simbolic $\mathcal{H}_b(\sigma) = K_b\mathcal{H}(\sigma)$. Indicele b evidențiază că dimensiunea blocului este de b ori dimensiunea celulei. Odată ce s-a obținut hamiltonianul $\mathcal{H}_b(\sigma)$, plecînd de la acesta, se poate construi un alt hamiltonian bloc $\mathcal{H}'_b(\sigma)$ pentru spinii blocului definiți pe blocuri mari. Acesta se realizează similar cu construcția hamiltonianului bloc din cel al celulei: $\mathcal{H}'_b = K_s\mathcal{H}_b(\sigma) = K_sK_b\mathcal{H}(\sigma) = K_{sb}\mathcal{H}(\sigma)$. Ultima egalitate este o consecință a faptului că prin combinarea a b^d celule pentru fiecare bloc și s^d blocuri pentru fiecare bloc mai mare, în acesta vor fi $(sb)^d$ celule.

Transformarea Kadanoff sugerează că în loc de variabile de spin discrete se pot folosi și variabile de spin continue. Ca un exemplu, vom presupune că spinul blocului, poate lua valori ± 1. Dacă se formează un nou bloc din 8 blocuri mai mici, spinul blocului mai mare poate avea una din valorile ± 1, $\pm 6/8$, $\pm 4/8$, $\pm 2/8$, 0. Prin considerarea unui număr mare de blocuri în realizarea unui bloc nou, spinii pot lua în esență, valori continue.

Interacțiile între spinii blocului sînt de rază mică de acțiune deoarece provin din interacțiile celulei ce sînt de rază mică de acțiune. Ca urmare a transformării Kadanoff, datorită numărului finit de spini ai celulei, nu apare o comportare singulară.

Să considerăm o *transformare de scală* s prin care lungimea Δx se modifică la $\Delta x' = s^{-1}\Delta x$ iar un vector de undă k, la $k' = sk$. Dimensiunea scalei se definește prin puterea lui s. Astfel dimensiunea scalei lui Δx este -1 iar a scalei lui k este $+1$. În cazul unei transformări de scală $A' = As^{\lambda}$ dimensiunea scalei lui A este λ.

Dimensiunea scalei, pentru lungimea de corelație $\xi = \varkappa^{-1}$, este -1. Se poate arăta că funcția de corelație $G(k)$ poate fi scrisă în forma $G(k) \approx$

$\approx \xi^y g(k\xi)$ [74], unde $g(k\xi)$ este o funcţie de parametrul $(k\xi)$, care este adimensional. Ipoteza de scalare afirmă că dependenţa singulară de temperatură se manifestă prin intermediul lui ξ. Orice altă dependenţă de T, implicită, a lui g, este lentă şi funcţia g poate fi privită ca şi constantă în domeniul mic de temperatură considerat, în apropiere de T_c. Această ipoteză nu dă valoarea lui y şi nu precizează care este funcţia g. Totuşi y poate fi corelat cu exponenţii critici definiţi în paragrafele precedente. Avem $G(0) = \xi^y g(0) \propto t^{-\nu y}$ unde am ţinut seama de (X.5.11). Dat fiind faptul că $G(0) = \chi T^{-1}$ în acord cu (X.5.9) avem $\nu y = \gamma$. Pentru $t \to 0$ şi $k \neq 0$ se poate arăta că $G(k) \propto k^{-2+\eta}$. Aceasta implică că $\lim_{k\xi\to\infty} g(k\xi) \propto (k\xi)^{-2+\eta}$. De aici avem $y = 2 - \eta = \gamma/\nu$. O asemenea relaţie între exponenţi este cunoscută sub denumirea de *lege de scalare*.

Funcţia $G(k)$ descrie produsul între pătratul densităţii de spini şi volum. Dimensiunea densităţii de spin este

$$d_\sigma = (1/2)(d - y) = (1/2)(d - 2 + \eta) \qquad \text{(X.5.46)}$$

Energia liberă totală nu se modifică prin transformarea scalei, astfel că energia liberă pe unitatea de volum are dimensiunea d. Pentru $t \to 0$, $\mathcal{F} \propto \xi^{-d} \propto t^{\nu d}$. Ţinînd seama de expresia căldurii specifice $C = -T\partial^2\mathcal{F}/\partial T^2$ rezultă că $C \propto t^{\nu d - 2}$, deci

$$\alpha = 2 - \nu d. \qquad \text{(X.5.47)}$$

Magnetizarea descrie densitatea de spin medie, şi deci are dimensiunea d_σ, dată de relaţia (X.5.46). Deoarece la $t \to 0$ avem $M \propto \xi^{-d_\sigma} \propto t^{(1/2)\nu(d-2+\eta)}$, conform cu (X.5.8) se obţine

$$\beta = (1/2)\nu(d - 2 + \eta). \qquad \text{(X.5.48)}$$

Magnetizarea poate fi scrisă $M = -\partial\mathcal{F}/\partial B$ astfel că dimensiunea lui $B = \mu_0 H$ trebuie să fie $d_B = d - d_\sigma$, deci $d_B = (1/2)(d + 2 - \eta)$. Pentru $t = 0$ şi $B \neq 0$ valorile M sînt finite. Deoarece lungimea de corelaţie este infinită, magnetizarea depinde numai de B. În acest caz trebuie să avem $M \propto (B^{1/d_B})^{d_\sigma}$. În acord cu definiţia lui δ dată de (X.5.10), rezultă $\delta = d_B/d_\sigma$, deci

$$\delta = (d + 2 - \eta)/(d - 2 + \eta). \qquad \text{(X.5.49)}$$

În afară de relaţiile deduse mai sus, în cele ce urmează redăm unele legi de scalare mai importante $\alpha + 2\beta + \gamma = 2$; $\alpha + \beta(\delta + 1) = 2$; $d(\delta - 1) = (2 - \eta)(\delta - 1)$; $\nu = (1/2)\ (2 - \alpha + \gamma)$.

Datele de mai sus evidenţiază că energia liberă depinde de o singură variabilă. Alegînd doi exponenţi critici independenţi ceilalţi pot fi exprimaţi în funcţie de aceştia prin legi de scalare [3, 72]. Datele experimentale [48] verifică în mod corespunzător relaţiile obţinute mai sus (tabelul X.4.).

TABELUL X.4

Verificarea relațiilor de scalare. Prezicerile pentru exponenții de interval $\Delta = \Delta' = \beta + \gamma = \beta\delta$ sînt $\simeq$ 1,6 pentru modelul Ising 3 dimensional și respectiv $\simeq$ 1,8 pentru modelul Heisenberg

	$2\beta+\gamma=2-\alpha$	$\beta(\delta+1)=2-\alpha$	$\gamma-\beta(\delta-1)=0$	$\gamma-\nu(2-\eta)=0$	$\beta+\gamma=\Delta=\Delta'$	$\beta\delta=\Delta=\Delta'$
$FeFe_2$($\beta = 0,32$; $\gamma = 1,38$)	2,03				1,705	
$Cu(NH_4)_2Br_4 \cdot 2H_2O$ ($\beta = 0,37$; $\gamma = 1,31$; $\delta = 4,3$)	2,05	1,96	0,09		1,68	1,59
$CrBr_3$($\gamma = 1,22$; $\beta = 0,37$; $\delta = 4,3$)	1,96	1,96	−0,001		1,59	1,59
MnF_2 ($\beta = 0,335$; $\gamma = 1,27$; $\nu = 0,63$; $\eta = 0,05$)	1,94			0,04	1,61	
$RbMnF_3$ ($\beta = 0,32$; $\gamma = 1,39$; $\nu = 0,72$; $\eta = 0,07$)	2,03			0,00	1,71	
EuO ($\beta = 0,37$; $\gamma = 1,40$; $\delta = 4,50$)	2,14	2,04	0,11		1,77	1,67
EuS ($\beta = 0,35$; $\gamma = 1,39$)	2,09				1,74	

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

b. Aproximaţia grupului de renormare

Cea mai importantă consecinţă a analizei de mai sus [12] a fost faptul că a stimulat calculul energiei libere critice, reducînd în mod iterativ numărul gradelor de libertate [5,74—76].

Grupul de renormare poate fi definit ca un set de transformări de simetrie ce rezultă din combinarea transformării Kadanoff şi respectiv a celei de scală. Setul de transformări poate fi utilizat în studiul sistemelor care sînt aproximativ invariante la acţiunea acestora. De exemplu, ar fi de dorit să avem un set de transformări sub acţiunea cărora sistemul rămîne invariant la $T = T_c$, în timp ce la $T \neq T_c$ este necesar a introduce o mică perturbaţie descrisă de hamiltonianul $\mathcal{H}_1$, perturbaţie ce este proporţională cu t. În acest caz exponenţii critici ar rezulta, în mod natural, ca o consecinţă a proprietăţilor de simetrie. Transformarea avută în vedere constituie renormarea de grup. În acest caz hamiltonianul sistemului se scrie

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \tag{X.5.50}$$

unde $\mathcal{H}_0$ este invariant la transformările de simetrie iar $\mathcal{H}_1$ este o mică perturbaţie.

Să considerăm un feromagnet, la temperatura T şi în cîmp extern $B = 0$. Presupunem că distribuţia de probabilitate a fluctuaţiilor de spin este $P(T) \propto \exp[-\mathcal{H}/k_B T]$, unde $\mathcal{H}$ este hamiltonianul unui bloc. Distribuţiile de probabilitate pot fi indexate prin parametrii μ care formează un spaţiu parametric. De exemplu la hamiltonianul $\mathcal{H} = b^d \sum_x [u_2 \sigma_x^2 + u_4 \sigma_x^4 + (1/2) b^{-2} \sum_y{}' c(\sigma_x - \sigma_{x+y})^2]$, pentru indexarea distribuţiei de probabilitate se poate folosi tripletul de parametrii $\mu = (u_2, u_4, c)$. Fiecare distribuţie de probabilitate $P(T)$ este reprezentată în spaţiul parametric, printr-un punct. O transformare a distribuţiei de probabilitate P la P' este reflectată în transformarea punctului μ la μ'. Se poate defini (pentru un întreg $s \geqslant 1$) o transformare R_s astfel ca $\mu' = R_s \mu$. Transformarea se face în două etape: (1) prin transformarea Kadanoff K_s, se obţine $\mathcal{H}'(\sigma) = K_s \mathcal{H}(\sigma)$. În acest caz $P' \propto \exp(-\mathcal{H}'/k_B T)$ este probabilitatea de distribuţie pentru spinii blocului $L^d/(sb)^d$, definită pe blocuri de dimensiune (sb); (2) se foloseşte apoi transformarea $\mathcal{H}(\sigma) = (\mathcal{H}'(\sigma))_{\sigma_x \to \lambda_s \sigma_{x'}}$ cu $x' = s^{-1}x$. S-a notat prin σ_x spinul blocului. În această etapă dimensiunea sistemului se contractă prin s şi ca atare blocul de dimensiune (sb) revine la dimensiunea iniţială b.

Setul de transformări $[R_s, s \geqslant 1]$ este denumit *grup de renormare*. În realitate este un semigrup deoarece nu se definesc transformările inverse. Această transformare are proprietatea că $R_s R_{s'} = R_{ss'}$ numai dacă λ_s are forma $\lambda_s = s^a$, iar a este independentă de s.

Grupul de renormare nu modifică dimensiunea b a blocului. În prima etapă se măreşte dimensiunea blocului şi astfel se contrabalansează efectul de contracţie datorită modificării de scală, caracteristică etapei următoare. În această etapă dimensiunea L a sistemului se modifică la $L' = Ls^{-1}$. Deoarece pentru $L \to \infty$ mărimile de interes aproape că nu depind de L, distribuţiile de probabilitate pot fi reprezentate în spaţiul parametric, prin puncte invariante la acţiunea lui R_s şi deci $R_s \mu^* = \mu^*$. Dacă această relaţie este adevărată pentru $s > 1$, finit ,va fi adevărată şi pentru $s \to \infty$, deoarece acţiunea lui R_s poate fi repetată. Pentru ca R_s să aibă un punct fix este necesar a ajusta în mod corespunzător factorul λ_s.

Se definește o *suprafață critică* a punctului fix μ^*, ca un subspațiu particular al spațiului parametric. Toate punctele μ, în acest subspațiu, au proprietatea că $\lim_{s\to\infty} R_s\mu = \mu^*$.

Dacă asupra feromagnetului aflat la temperatura T acționează cîmpul B, distribuția de probabilitate este reprezentată în spațiul parametric prin $\mu(T, B)$. Aceasta descrie proprietățile locale ale blocului și ca atare sînt funcții continue de T și B. Punctul critic al unui feromagnet este dat de situația în care $T = T_c$ și $B = 0$.

Ipoteza fundamentală ce leagă grupul de renormare (GR) de fenomenele critice o constituie faptul că $\mu(T_c, 0)$ este un punct pe suprafața critică a punctului fix μ^*, respectiv

$$\lim_{s\to\infty} R_s\mu(T_c, 0) = \mu^*, \tag{X.5.51}$$

iar $\mu(T, B)$ nu este pe suprafața critică dacă $T \neq T_c$ sau $B \neq 0$.

Să considerăm situația în care $B = 0$. Deoarece $\mu(T, 0) = \mu(T)$ este o funcție continuă de T iar $\mu(T_c)$ se află pe suprafața critică, atunci pentru valori $(T - T_c)$ suficient de mici, $\mu(T)$ trebuie să fie foarte aproape de suprafața critică și $R_s\mu(T)$ se va deplasa spre μ^* pe măsură ce s crește. Pentru valori s destul de mari, $R_s\mu(T)$ se va situa în vecinătatea lui μ^*. Pentru μ apropiat de μ^*, avem $\mu = \mu^* + \delta\mu$. Relația $\mu' = R_s\mu$ poate fi scrisă

$$\delta\mu' = R_s^L\delta\mu + 0((\delta\mu)^2), \tag{X.5.52}$$

unde $\delta\mu' + \mu^* = \mu'$. Dacă termenii în $(\delta\mu)^2$ se pot neglija, R_s^L este un operator liniar.

Să notăm prin $\rho_j(s)$ valorile proprii ale lui R_s^L și prin e_j vectorii proprii corespunzători. În acest caz putem exprima pe $\delta\mu$ printr-o relație liniară $\delta\mu = \sum_j t_j e_j$ iar $\delta\mu' = \sum_j t'_j e_j$, unde $t'_j = t_j s^{y_j}$. Dacă $\mu(T)$ este apropiat de μ^*, avem

$$\delta\mu(T) = \mu(T) - \mu^* = \sum_j t_j(T)\, e_j. \tag{X.5.53}$$

Pentru valori s foarte mari, rezultă

$$R_s\mu(T) \simeq \mu^* + R_s^L\delta\mu(T) = \mu^* + t_1(T)\, s^{y_1} e_1 + 0(s^{y_2}). \tag{X.5.54}$$

Deoarece $t_1(T)$ este o funcție netedă de T și tinde la zero, la $T = T_c$, avem

$$t_1(T) = At + Bt^2 + \ldots \tag{X.5.55}$$

Admitem că A este pozitiv și diferit de zero. În acest caz, pentru valori t mici se obține

$$R_s\mu(T) \simeq \mu^* + Ats^{y_1}e_1 = \mu^* \pm (s/\xi)^{1/\nu} e_1, \tag{X.5.56}$$

unde am notat $1/\nu = y_1$ și $\xi = (At)^{-\nu}$. Valorile $\pm$ reflectă semnul lui $t = (T - T_c)/T_c$.

Relaţia (X.5.56) rămîne valabilă şi în cazul în care $\mu(T)$ nu este apropiat de μ^* dar $\mu(T)$ este foarte apropiat de suprafaţa critică şi $R_s\mu(T)$ (pentru unele valori s) este apropiat de μ^* [74].

Pentru a obţine legile de scalare vom analiza dependenţa de T şi k a lui $G(k, \mu(T))$. Astfel

$$G(k, \mu(T)) = s^{2a+d}G(sk, R_s\mu(T)) =$$

$$= s^{2a+d}G(sk, \mu^* \pm (s/\xi)^{1/\nu} e_1 + 0(s^{y_2})). \qquad (X.5.57)$$

Relaţia (X.5.57) este adevărată pentru orice valoare a lui s, cu condiţia ca s să fie destul de mare. Ca atare, putem nota $s = \xi$. În acest caz

$$G(k, \mu(T)) = \xi^{2a+d}G(\xi k, \mu^* \pm e_1 + 0(\xi^{y_2})) \simeq \xi^{2a+d}g(\xi k). \qquad (X.5.58)$$

Pentru valori t atît de mici încît $0(\xi^{y_2})$ poate fi neglijat (identificînd ξ cu lungimea de corelaţie), se obţine o relaţie de scalare de forma analizată în paragraful precedent.

La temperatura Curie ($t = 0$, $\xi \to \infty$) şi $k \neq 0$, notînd $s = 1/k$, conform cu relaţia (X.5.57), rezultă

$$G(k, \mu(T_c)) = k^{-(2a+d)}G(1, \mu^* + 0(k^{-y_2})). \qquad (X.5.59)$$

Pentru valori k suficient de mici

$$G(k, \mu(T_c)) \propto k^{-(2a+d)}. \qquad (X.5.60)$$

Deoarece $G(k) \propto k^{-2+\eta}$ avem $2 - \eta = 2a + d$, deci $a = (2 - \eta - d)/2$.

Dacă în relaţia (X.5.58) vom admite $k = 0$ şi valori t suficient de mici avem

$$G(0, \mu(T)) \propto \xi^{2-\eta}G(0, \mu^* \pm e_1 + 0(\xi^{y_2})) \propto t^{-\nu(2-\eta)}. \qquad (X.5.61)$$

Ţinînd seama de definiţia (X.5.9) a lui γ se obţine $\gamma = \nu(2 - \eta)$.

Discuţia de mai sus poate fi generalizată pentru valori $B \neq 0$. Cîmpul magnetic B intră în μ prin termenul $Bb^d \sum_x \sigma_x$ al hamiltonianului bloc. Deoarece spinul total al sistemului nu este afectat prin transformarea Kadanoff, se poate analiza relativ uşor acţiunea lui R_s asupra lui B. Transformarea de scală modifică σ_x la $\lambda_s\sigma_{x'}$ şi $b^d \sum_x$ în $(sb)^d \sum_{x'}$, astfel că $B(sb)^d \sum_{x'} \lambda_s\sigma_{x'} = Bs^{d+a}b^d \sum_{x'} \sigma_{x'}$. Deci

$$B' = Bs^{(1/2)(d-\eta)+1}. \qquad (X.5.62)$$

Să notăm $y_B = (d - \eta)/2 - 1$ iar prin e_B vectorul propriu corespunzător. Ţinînd seama de acestea, relaţia (X.5.56) poate fi generalizată, la forma

$$R_s\mu(T, B) \simeq \mu^* \pm (s/\xi)^{1/\nu} e_1 + Bs^{y_B}e_B + 0(s^{y_2}). \qquad (X.5.63)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Această relație poate fi folosită la analiza dependenței de temperatură și cîmp a magnetizării ($M \propto \langle \sigma_x \rangle$)

$$M(\mu(T, B)) = s^a M(R_s \mu(T, B)) =$$

$$= s^a M(\mu^* + (s/\xi)^{1/\nu} e_1 + B s^{y_B} e_B + 0(s^{y_2})). \qquad (X.5.64)$$

Dacă $t = 0$ și $B \neq 0$, punînd $s = B^{-1/y_B}$ se obține

$$M(\mu(T_c, B)) = B^{-a/y_B} M(\mu^* + e_B + 0(B^{-y_2/y_B})). \qquad (X.5.65)$$

Pentru valori B suficient de mici $M \propto B^{1/\delta}$, deci $\delta = -y_B/a = (d + 2 - \eta)/(d - 2 + \eta)$. Dacă $B = 0$ și $T \neq 0$ și notînd $s = \xi$, din (X.5.64) se obține

$$M(\mu(T)) = \xi^a M(\mu^* \pm e_1 + 0(\xi^{y_2})). \qquad (X.5.66)$$

În domeniul de valori t foarte mici, $M \propto t^\beta$, deci $\beta = -a\nu = \nu(d - 2 + \eta)/2$.

Teoria grupului de renormare conduce la relații similare cu cele obținute în paragraful precedent. În această situație însă, dependența diferitelor mărimi de t și $B(H)$ sînt consecința proprietăților ce le are R_s lîngă punctul fix.

În aproximația grupului de renormare, regiunea critică este definită prin domeniul de valori t în care $0(\xi^{y_2})$ poate fi neglijat. Ca atare problema estimării zonei critice se reduce la determinarea valorii s minime astfel încît $R_s \mu(T, B)$ să fie bine aproximat prin $\mu^* \pm (a/\xi)^{1/\nu} e_1 + B s^{y_B}$. Acesta depinde de cît de departe este situat $\mu(T, B)$ de punctul fix cît și de rapiditatea cu care y_j tinde la zero pe măsură ce s crește ($y_j < 0$). Pentru $s > 10^{1/|y_2|}$ se obține $|T - T_c| < 10^{-1/\nu|y_2|}$ const., $k < 10^{-1/|y_2|}$ const. și respectiv $B < 10^{-y_B/|y_2|}$ const.

Fenomenele critice sînt legate de proprietatea pe care o are R_s lîngă punctul fix. Exponenții critici pot fi corelați cu valorile proprii ale operatorului R_s liniarizat lîngă punctul fix. Transformarea GR liniarizată, R_s^L, ce operează în vecinătatea lui μ^* are valori proprii s^{y_j}. Ipotezele de scalare sînt consecința faptului că numai două valori y_j (y_1 și y_B) sînt pozitive. Rezultatele de mai sus evidențiază o universalitate a exponenților critici. Multe materiale aflate în punctele critice, pot fi reprezentate prin puncte diferite situate pe aceeași suprafață critică. Deoarece exponenții critici sînt o consecință a proprietăților lui R_s în vecinătatea punctului fix, toate aceste materiale vor avea exponenți critici identici.

Parametrii implicați în analiza de mai sus pot fi clasificați după modul lor de acțiune în raport cu punctul fix. Astfel parametrii $t_1' = t_1 s^{y_1}$ și $B s^{y_B}$ ($y_1, y_B > 0$) cresc pe măsură ce crește s. Acești parametrii se numesc *relevanți*. Pentru aceste situații R_s conduce parametrul departe de punctul fix. Dacă R_s conduce un parametru spre valoarea caracteristică punctului fix aceștia se numesc *nerelevanți*. Ca un exemplu menționăm parametrul $u' = u s^{4-d}$ în cazul în care $d > 4$. Pentru operatorii relevanți valorile sînt $y_j > 0$, în timp ce pentru cei nerelevanți avem $y_j < 0$. Dacă R_s nu modifică anumiți parametrii aceștia se numesc *marginali*.

Pentru comportarea critică sînt de interes parametrii relevanţi. Totuşi în anumite cazuri parametrii nerelevanţi au un rol important în definirea exponenţilor critici, contribuind prin corecţii la scalarea asimptotică [76].

Un punct fix, prin convenţie, se numeşte *instabil* dacă în afară de $t_1 \propto (T - T_c)$ şi M sînt unul sau mai mulţi parametrii relevanţi. Dacă există un parametru, punctul fix se numeşte *tricritic* în timp ce dacă sînt doi acesta poartă denumirea de *tetracritic*.

Pentru un punct fix instabil în aceste situaţii există unul sau mai mulţi *exponenţi de trecere* Φ_j asociaţi cu unul sau mai mulţi parametri relevanţi ($y_i > 0$), definiţi prin $\Phi_i = y_i \nu$. În acest caz relaţia (X.5.56) care descrie comportarea critică se scrie

$$R_{\xi\mu} = \mu^* \pm e_1 + B|t_1|^{-\nu y_B} e_B + t_i |t_1|^{-\Phi_i} e_1 + \ldots \qquad \text{(X.5.67)}$$

unde am notat $s = \xi = |t_1|^{-\nu}$. Exponentul Φ_B se poate defini prin $\Phi_B = \nu y_B$. Exponentul de trecere arată cît de important este t_i pentru un t_1 dat. Cu cît este mai mic t_1, cu atît este mai important termenul e_i. Operatorii relevanţi pentru care $\lambda_i > 0$ cresc instabilitatea la interacţii şi astfel deplasează punctul fix la un nou punct fix ce are valori proprii diferite de cele precedente şi deci exponenţii critici sînt diferiţi.

Jongh şi Miedema [48] au analizat modul în care se verifică relaţiile de scalare. Desigur că nu se poate realiza un test deosebit de exact al acestor relaţii ca urmare a erorilor posibile în determinarea experimentală a valorilor exponenţilor critici. O sinteză a unor date este prezentată în tabelul X.4. Se constată că în limitele erorilor experimentale relaţiile de scalare sînt satisfăcute.

Un alt test al relaţiilor de scalare se poate realiza prin intermediul ecuaţiilor de stare. Introducînd variabilele scalate $b = B|t|^{-\beta\delta}$ şi $m = (M(t)/M(0))|t|^{-\beta}$, se observă că avem o funcţie de o singură variabilă $b = b(m)$. Fără să cunoaştem această formă de variaţie, dacă vom reprezenta pe m în funcţie de b, diferitele izoterme de magnetizare, în regiunea critică sînt situate pe aceeaşi curbă cîte una pentru $T < T_c$ şi respectiv $T > T_c$. Ca exemplu, prezentăm, în figura X.16 datele obţinute de Ho şi Lister [77] în cazul $CrBr_3$. Se folosesc două moduri de analiză a problemei. Prima constă în determinarea indicilor critici şi de a calcula pe b şi m astfel că obţinem forma ecuaţiei de stare, pe care o comparăm cu modelele teoretice [77]. A doua metodă foloseşte *a priori* o formă particulară a ecuaţiei de stare şi se determină parametrii critici prin potrivirea izotermelor de magnetizare cu această funcţie. S-au propus diferite forme ale ecuaţiei de stare [78—81]. Pentru început s-a presupus că în regiunea în care există o singură fază, energia liberă este o funcţie analitică de M, B şi t. Cîmpul magnetic s-a dezvoltat în serie, lîngă izocora critică ($M = 0$, $t > 0$) şi respectiv lîngă izoterma critică ($t = 0$, $M \neq 0$). Se obţin astfel

$$b = a_1 m + a_3 m^3 + a_5 m^5 + \ldots \qquad \text{(X.5.68)}$$

şi respectiv

$$b = b_0 m^\delta \pm b_1 m^{(\delta - 1/\beta)} + b_2 m^{(\delta - 2/\beta)} \pm \ldots \qquad \text{(X.5.69)}$$

unde semnul „—" apare pentru $t < 0$.

Linia întreruptă din figura X.16 reprezintă relaţia (X.5.68) pentru valorile $a_1 = 0{,}89$, $a_3 = 0{,}85$ şi $a_5 = 0{,}23$. Aceasta descrie bine datele experimentale pentru $0 \leqslant m \leqslant 1{,}8$ şi $t > 0$. Prin linie plină s-a reprezentat

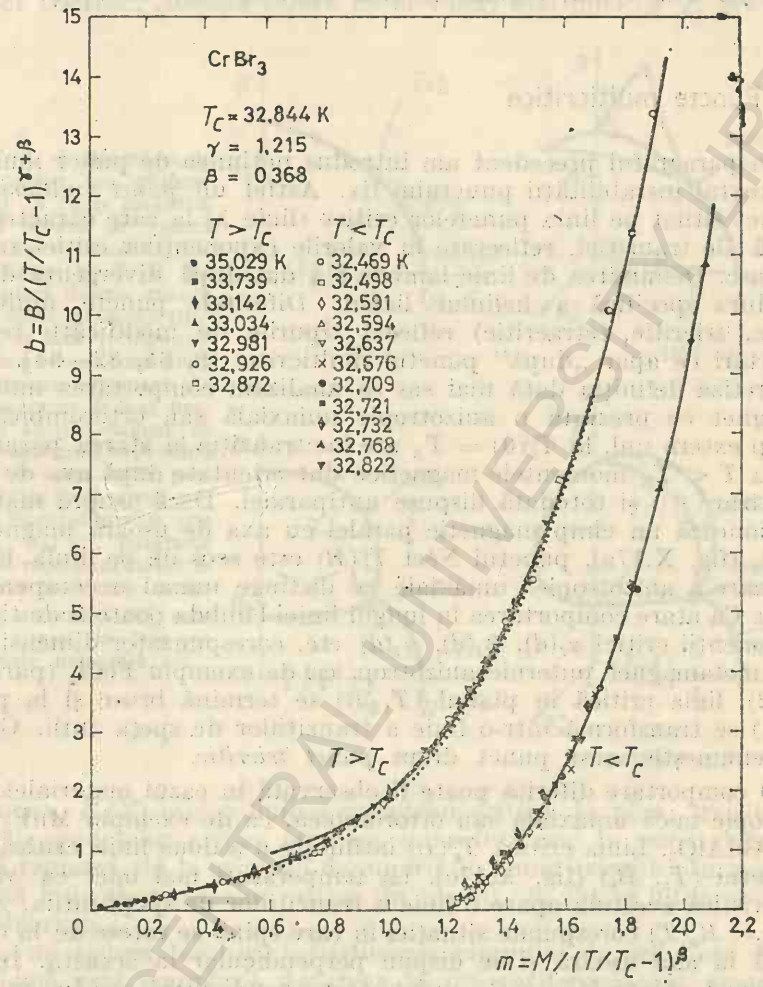


Fig. X.16. — Reprezentarea scalată a izotermelor de magnetizare pentru $CrBr_3$.

relaţia (X.5.69). Aceste date sînt în concordanţă cu valorile experimentale începînd cu $m \geqslant 1{,}0$ pentru $t > 0$ şi valori $b_0 = 0{,}63$, $b_1 = 1{,}14$ şi $b_2 = 0{,}20$.

Funcţiile de scalare sînt cel mai precis reprezentate prin dezvoltările în serie de puteri. Poate fi găsită însă şi o funcţie care este aproximativ corectă în întreaga regiune critică. După Ho şi Lister [77], în aproximaţia cîmpului molecular, aceasta este dată de

$$gB\mu_B/k_BT_cS = A_1M(t + B_1M^{1/\beta})(t + C_1M^{1/\beta})^{\gamma-1}. \qquad (X.5.70)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Deşi această relaţie nu este analitică în M, în lungul izocorei critice, constituie o aproximaţie destul de bună a problemei. Cea mai bună potrivire cu datele experimentale — linia punctată din figura X.16 — se obţine pentru $A_1 = 0{,}89$, $B_1 = 0{,}61$ şi $C_1 = 2{,}12$. Concordanţa nu este aşa de bună pentru $0{,}2 \leqslant m \leqslant 1{,}2$, regiune în care abaterile sînt de 10%.

X.5.6. Puncte multicritice

În paragraful precedent am introdus noţiunea de punct multicritic în contextul instabilităţii punctului fix. Astfel un *punct multicritic* este un punct situat pe linia punctelor critice (linie λ) la care caracteristicile de bază ale tranziţiei, reflectate în valorile exponenţilor critici, se modifică brusc. Denumirea de linie lambda s-a dat după divergenţa de tip λ în căldura specifică a heliului lichid. Diferitele puncte multicritice (bicritic, tricritic, tetracritic) reflectă tipurile de modificări, respectiv comportări ce apar „după" punctul multicritic [9, 65, 82—94]. Pentru a concretiza definiţia dată mai sus să analizăm comportarea unui antiferomagnet ce prezintă o anizotropie uniaxială sau ortorombică [89]. În cîmp extern nul, la $T_c^{\parallel}(0) = T_N$ are loc tranziţia la starea paramagnetică. La $T < T_N$ momentele magnetice sînt orientate după axa de uşoară magnetizare ($\parallel$) şi totodată dispuse antiparalel. Dacă asupra materialului acţionează un cîmp magnetic paralel cu axa de uşoară magnetizare, $B = B_{\parallel}$ (fig. X.17a), punctul Néel $T_c^{\parallel}(B)$ este scos de pe linia lambda. Ca urmare a anizotropiei uniaxiale se distinge numai o componentă a spinilor. Ca atare comportarea în lungul liniei lambda poate fi de tip Ising cu exponenţii critici $\alpha_I(d)$, $\beta_I(d)$, $\gamma_I(d)$ etc. corespunzător dimensiunii d. La un metamagnet puternic anizotrop, ca de exemplu $FeCl_2$ (paragraful VIII.12), linia critică în planul (T, B) se termină brusc şi la punctul (T_t, B_t) se transformă într-o linie a tranziţiilor de speţa întîi. Griffiths [87] denumeşte acest punct drept *punct tricritic*.

O comportare diferită poate fi observată în cazul materialelor cu o anizotropie mică uniaxială sau ortorombică, ca de exemplu MnF_2 şi respectiv $GdAlO_3$. Linia critică $T_c^{\parallel}(B)$ întîlneşte o a doua linie critică $T_c^{\perp}(B)$ în punctul (T_b, B_b) (fig. X.17c). La temperaturi mai mici ca valoarea caracteristică acestuia apare o linie a tranziţiilor de speţa întîia. Această linie $B = B_{\varphi}(T)$ corespunde situaţiei în care spinii se rotesc de la direcţia paralelă la axa uşoară şi se dispun perpendicular la aceasta. În cazul anizotropiei uniaxiale această ordonare perpendiculară are loc în planul XY. Astfel linia lambda $T_c(B)$ poate fi caracterizată prin exponenţii critici $\alpha_{xy}(d)$, $\beta_{xy}(d)$ etc. Punctul multicritic corespunde la competiţia între două tipuri de ordonări şi anume paralelă şi respectiv perpendiculară la axa de uşoară magnetizare. Pentru acest motiv punctul a fost denumit *bicritic* [38].

În cazul simetriei uniaxiale cele $n = 3$ componente ale spinului la punctul bicritic, se comportă „critic". În schimb, în cazul simetriei ortorombice, rotirea spinilor se face după o axă magnetică intermediară. Ordonarea în acest caz este de tip Ising şi deci exponenţii critici în lungul liniei lambda $T_c^{\perp}(B)$ sînt $\alpha_I(d)$, $\beta_I(d)$ etc. În mod similar, numărul de componente ale spinilor a căror fluctuaţii diverg la punctul bricritic, pentru o simetrie ortorombică este $n = 2$.

Să considerăm efectul cîmpului de ordonare asupra diagramei de fază tricritice [87]. La un antiferomagnet, în cîmp mic, acesta este un cîmp magnetic alternant, B^+, care acționează în direcții opuse, pe cele două subrețele. În figura X.17b se redă diagrama (T, B, B^+) pentru un sistem ce prezintă un punct tricritic. Aceasta relevă că la valori mai mici ca T_t granița de

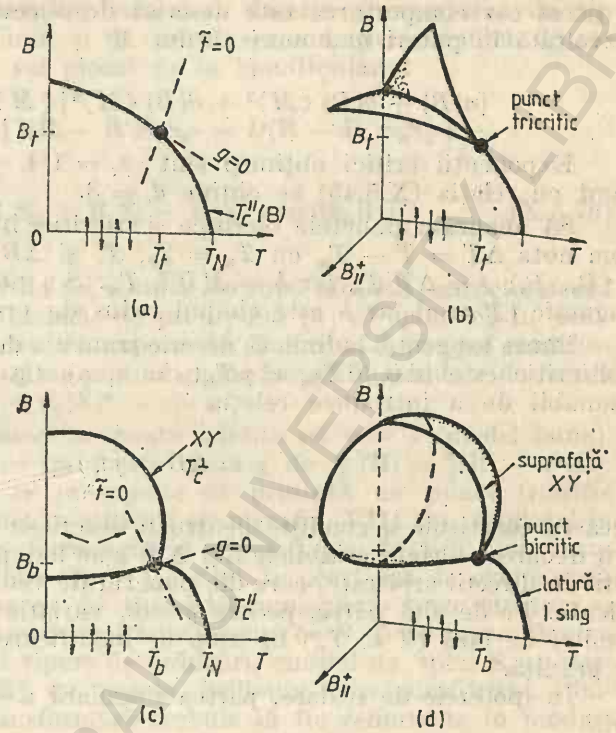


Fig. X.17. — Diagrama de fază pentru un antiferomagnet în cîmp magnetic paralel la axa de ușoară magnetizare. Punctul tricritic apare la T_t și B_t. Linia plină descrie tranziția de speța întîia (a). Diagrama de fază corespunzătoare în prezența unui cîmp de ordonare alternant B^+ (b). Diagrama de fază pentru un antiferomagnet cu anizotropie mică ce prezintă o linie de speța întîia pentru rotația (inclinarea) spinilor. Punctul bicritic este la (T_b, B_b) (c). Diagrama de fază corespunzătoare în prezența unui cîmp de ordonare alternant $B_{\parallel}^+$ conjugat numai la faza cu simetrie uniaxială (d).

speța întîia, $B_\tau(T)$ este o linie a punctelor critice. În plus, trei linii distincte ale punctelor critice converg și se întîlnesc la punctul tricritic. Această remarcă stă la originea denumirii de punct tricritic. În mod similar, două linii ale punctelor critice (în planul (B, T)) se întîlnesc într-un punct bicritic.

La un sistem bicritic, introducerea cîmpului de ordonare B^+ este o problemă mai complexă deoarece la un antiferomagnet avem două cîmpuri $B_{\parallel}^+$ și $B_{\perp}^+$. Pentru faza cu momentele perpendiculare, $B_{\parallel}^+$ nu este un cîmp de ordonare și ca atare diagrama (T, B, $B_{\parallel}^+$) are forma redată în figura X.17d. Faza cu momentele perpendiculare este acum limitată de o suprafață critică care se „umflă" în afara planului $B_{\parallel}^+ = 0$.

Folosind modelul Landau punctele multicritice pot fi descrise prin relații asemănătoare cu (X.5.39). Pentru aceasta vom nota prin M_1 și M_2 parametrii de ordine ce au dimensionalitatea p și respectiv q. Prin dezvoltarea energiei libere lîngă punctul multicritic rezultă două ecuații cuplate de tip Ginzburg-Landau [95, 96]

$$[a(B) + b(B)\langle M_1\rangle^2 + b'(B)\langle M_2\rangle^2]\langle M_1\rangle = 0,$$

$$[a'(B) + b'(B)\langle M_1\rangle^2 + b''(B)\langle M_2\rangle^2]\langle M_2\rangle = 0. \qquad \text{(X.5.71)}$$

Plecînd de la aceste relații se obțin diferite soluții posibile, în funcție de mărimea relativă a parametrilor implicați. Spre exemplu, poate avea loc o tranziție continuă, în stare ordonată, de la o fază cu magnetizarea M_1, la o fază de amestec în care sînt prezente atît M_1 cît și M_2. În acest caz, la punctul multicritic se întîlnesc patru linii lambda și de aici denumirea de punct tetracritic. Punctul tricritic apare atunci cînd $b(B)$ tinde la zero. În acest caz comportarea este descrisă de o ecuație Ginzburg-Landau, dezvoltată în puteri mai mari ale lui M

$$[a(B) + b(B)\langle M\rangle^2 + d(B)\langle M\rangle^4]\langle M\rangle = 0. \qquad \text{(X.5.72)}$$

Exponenții critici obținuți sînt $\beta_t = 1/4$, $\gamma_t = 1$ și $\nu_t = 1/2$. În acord cu relația (X.5.45) se obține $d_c = 3$.

Să analizăm punctele bicritice și tricritice în cadrul *teoriei scalării*. Vom nota $\Delta T = T - T_m$ cu $T_m = T_b$, T_t și $\Delta B = B_{\parallel} - B_m$ cu $B_m = (B_b, B_t)$, $t = \Delta T/T_m$ iar $b = MB/k_BT_m$. S-a notat prin M momentul magnetic ($M \propto \sigma$) iar b este cîmpul redus de ordonare.

Panta tangentei la linia ce descrie tranziția de speța întîia în punctul multicritic este $(\mathrm{d}B_\mu/\mathrm{d}T)_m = pT_m(\mu = \tau, \varphi)$. Ca atare este natural și rezonabil de a introduce relația

$$g = \Delta B - pt. \qquad \text{(X.5.73)}$$

Aceasta constituie o condiție pentru o descriere corespunzătoare a scalării deoarece altfel variabilele t și ΔB s-ar îndepărta de punctul multicritic în direcții arbitrare, care din punctul de vedere al scalării sînt echivalente. Pe de altă parte, pentru $g = 0$, variația lui t are loc în lungul graniței de fază ($T < T_m$) în timp ce modificarea lui g îl îndepărtează de graniță.

În ipotezele de scalare, partea singulară a energiei libere, poate fi scrisă

$$\mathcal{F}_{\text{sing}}(T, B^+, B) \approx t^{2-\alpha} Y\left(\frac{b_{\parallel}}{t^{\Delta_{\parallel}}}, \frac{b_{\perp}}{t^{\Delta_{\perp}}}, \frac{g}{t^{\Phi}}\right). \qquad \text{(X.5.74)}$$

Pentru a permite ca cele două faze distincte să se „întîlnească" la punctul multicritic, cîmpul redus b se descompune în două componente $b_{\parallel}$ și $b_{\perp}$ care sînt scalate separat. La punctul tricritic, doar $b_{\parallel}$ și $\Delta_{\parallel}$ sînt relevanți. Exponenții α, $\Delta_{\parallel}$, $\Delta_{\perp}$ cît și exponentul de trecere Φ sînt desigur caracteristici punctului multicritic însă nu este necesar să fie legați de exponenții liniilor lambda. Valorile exponenților în teoriile fenomenologice clasice pentru punctul tricritic sînt [85, 87] $\alpha = \alpha_0 = 1$, $\Delta = \Phi\Delta_t = 5/2$, $\Phi = \Delta_u = 2$ în timp ce pentru punctul bicritic $\alpha = 0$ (discontinuu), $\Delta_{\parallel} = \Delta_{\perp} = 3/2$, $\Phi = 1$.

Variabila t nu este cea mai potrivită pentru scalare. Pentru un punct simplu critic ($B = 0$) considerațiile de simetrie fac ca ΔB și ΔT să fie variabile de scalare independente. În aceste situații rezultatele obținute pe modelele solubile [89] au evidențiat existența unei a doua axe de scalare (liniară) cu panta $(\mathrm{d}T/\mathrm{d}B)_m = -qT_m$. Aceasta conduce la o variabilă de scalare optimă

$$\tilde{t} = t + q\Delta t. \qquad \text{(X.5.75)}$$

Concluzia de mai sus se obține și în cadrul aproximației grupului de renormare [5, 89]. Ca atare, în relația (X.5.74), t se înlocuiește prin $\tilde{t}$. Dacă exponentul de trecere este $\Phi > 1$, această modificare nu afectează comportarea asimptotică principală, pentru t, $g > 0$. Are în schimb un efect important asupra intervalului de valori în care termenii asimptotici principali descriu în mod satisfăcător comportarea observată.

Determinarea exponenților critici ce descriu comportarea de tip tricritic sau bicritic s-a făcut și în cadrul aproximației grupului de renormare. Pentru aceasta s-a plecat de la hamiltonianul

$$\mathcal{H} = -(1/2) \sum_{\mathbf{R},\mathbf{R}'} [\mathcal{J}(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\mathbf{S}_{\mathbf{R}}\mathbf{S}_{\mathbf{R}'} + D(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\mathbf{S}_{\mathbf{R}}^{\parallel}\mathbf{S}_{\mathbf{R}'}^{\parallel}] -$$

$$- \sum_{\mathbf{R}} [\mathbf{B}_{\parallel}\mathbf{S}_{\mathbf{R}}^{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}\mathbf{S}_{\mathbf{R}}^{\perp} + \mathbf{B}^{+}\mathbf{S}_{\mathbf{R}} \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{R})]. \qquad \text{(X.5.76)}$$

S-a notat prin $\mathcal{J}(\mathbf{R})$ integrala de schimb izotropă iar $D(\mathbf{R})$ caracterizează energia de anizotropie uniaxială. Se presupune [5] că spinii $S_{\mathbf{R}}$ în pozițiile $\mathbf{R}$ sînt vectori clasici, cu n componente. Valorile $|S_{\mathbf{R}}|$ se pot modifica în mod continuu și sînt supuse acțiunii unui factor de pondere de forma $\exp[-(1/2)|S|^2 - u_4|S|^4 - \tilde{u}_6|S|^6 - \ldots]$.

Pentru *anizotropii mari* se poate admite că $n = 1$ (model Ising). În acest caz cuplajul între spini este descris de $\mathcal{J}_{\parallel}(\mathbf{R}) = \mathcal{J}(\mathbf{R}) + D(\mathbf{R})$. Cel mai simplu sistem ce se presupune că prezintă un punct tricritic îl constituie un metamagnet în straturi (paragraful VIII.12). Cuplajul în interiorul straturilor este feromagnetic ($\mathcal{J}_{\parallel} = \mathcal{J}_{AA} = \mathcal{J}_{BB} > 0$) iar între straturi este antiferomagnetic ($\mathcal{J}_{\parallel} = \mathcal{J}_{AB} < 0$). În acest caz se evidențiază o competiție între ordonarea de tip antiferomagnetic între straturi și respectiv feromagnetic, ce se dezvoltă pe măsură ce $B_{\parallel}$ și B^{+} cresc. Pentru a ține seama de cele două tipuri de ordonări, cîmpul de spini $\mathbf{S}_{\mathbf{R}}$ se descompune în $\mathbf{S}_A(\mathbf{R})$ și $\mathbf{S}_B(\mathbf{R})$, cu zonele Brillouin corespunzătoare. Cîmpurile de spin, după transformare trebuie să fie renormate în moduri diferite [1, 5]. În final, se poate arăta că hamiltonianul renormat are o formă simplă, și corespunde unui singur cîmp de spini.

Punctele critice metamagnetice pot fi descrise prin relațiile de scalare (X.5.74) cu exponenți critici clasici [1, 5]. Prezicerile teoretice par să fie în concordanță cu datele experimentale. Poate fi menționat că aproximația grupului de renormare [85] prezice prezența unor factori adiționali logaritmici $\chi^{+}(T) \propto t^{-1}|\ln t^{-1}|^{1/\nu}$. Deși teoretic se poate estima mărimea lor relativă, experimental este foarte greu de evidențiat o astfel de contribuție.

Pentru *anizotropii mici*, se presupune că hamiltonianul (X.5.76) descrie rotirea spinilor de la axa de ușoară magnetizare și deci o comportare de tip bicritic. În cadrul aproximației grupului de renormare folosind dezvoltarea în $\varepsilon = 4 - d$ [1, 5] și renormări diferite pentru patru sau mai multe cîmpuri de spini independente [88, 89] se poate determina caracterul punctului fix. Situația pentru valori n și d generale este destul de complicată. Se poate arăta însă că pentru valori n mai mici ca $n^*(d)$ respectiv $n^*(3) = 3, 13$, exponenții ce descriu comportarea bicritică conform cu (X.5.74) sînt similari cu cei determinați pentru sistemele deplin izotrope, cu n componente. Fisher [89] rezumă principalele rezultate obținute în analiza punctelor bicritice: (a) căldura specifică, în poziția

$g=0$ (sau $M=M_b$), variază ca $A|t|^{\alpha}$; (b) discontinuitatea în magnetizare ΔM_{φ} în lungul liniei de rotire (înclinare) a spinilor (la $T<T_b$) tinde la zero ca $|t|^{\tilde{\beta}}$ cu valori $\tilde{\beta}=2-\alpha-\Phi$; (c) susceptivitatea magnetică, $\tilde{\chi}=(\mathrm{d}M_{\parallel}/\mathrm{d}H_{\parallel})$, pentru $g=0$, diverge ca $t^{-\tilde{\gamma}}$ cu $\tilde{\gamma}=2\Phi+\alpha-2$ respectiv $\tilde{\gamma}=0{,}40\pm\pm0{,}09$ $(n=3)$ și $\tilde{\gamma}=0{,}33\pm0{,}06$ $(n=2)$; (d) în lungul lui $g=0$ pot fi observate atît susceptivitățile $\chi_{\parallel}$ și $\chi_{\perp}$. Acestea diverg după legi în puteri cu exponenții critici $\gamma=1{,}38\pm0{,}02$ $(n=3)$ și respectiv $\gamma=1{,}315\pm\pm0{,}02$ $(n=2)$; (e) pentru izoterma critică $T=T_b$ (locul geometric pentru care $\tau=0$), $\Delta B\propto|M_{\parallel}-M_b|^{\tilde{\delta}}$ cu $\tilde{\delta}=\Phi/\tilde{\beta}=\Phi/(2-\alpha-\Phi)$, deci $\tilde{\delta}=1{,}47\pm0{,}15$ $(n=3)$ și respectiv $\tilde{\delta}=1{,}40\pm0{,}11$ $(n=2)$; (f) linia critică $M_c^{\perp}(T)$ și $M_c^{\parallel}(T)$ în planul $(T, M_{\parallel})$ se apropie de punctul critic ca $\pm t^{\beta}$, deci cu o tangentă verticală; (g) în acord cu (X.5.74) liniile critice $\perp$ și $\parallel$ trebuie să fie date de $g/\tilde{t}^{\Phi}=W_{\perp}, W_{\parallel}$, unde $W_{\perp}$ și $W_{\parallel}$ sînt constante pozitive. Astfel, pentru $\Phi>1$, amîndouă linii lambda în planul inițial $(T, B_{\parallel})$ se apropie tangent de linia de rotație (înclinare) a spinilor la punctul bicritic ($g=0$ sau $B\simeq B_{\varphi}(T)$).

Ne propunem să rezumăm unele preziceri teoretice legate de comportarea punctelor multicritice.

O clasă de preziceri are în vedere *formele granițelor de fază* pe măsură ce se apropie de punctul multicritic [85, 88, 92]. Folosind aproximația grupului de renormare, împreună cu rezultatele dezvoltării în serie, s-au evidențiat faptul că apar diferențe marcante față de teoria cîmpului mediu a lui Landau. Așa cum s-a arătat, în cadrul teoriei scalării sau dezvoltării în ε există o tangentă comună pentru două linii λ în timp ce acestea se întîlnesc în unghi în aproximația cîmpului mediu [94, 95].

Teoria prezice de asemenea modificarea funcțiilor termodinamice în lungul diferitelor trasee, la apropierea de punctul multicritic [84, 88]. Aceste căi sînt clasificate în raport cu axele de scalare, care la rîndul lor sînt determinate de forma diagramei de fază [86, 89, 100]. În general se așteaptă la o comportare singulară care poate fi caracterizată prin unul sau mai mulți *exponenți critici*, deși pot să existe termeni singulari implicînd logaritmi care nu pot fi exprimați printr-o formă exponențială simplă [91]. În prezent nu există o evidență directă a termenilor logaritmici [98]. Prezența acestora ar putea afecta valorile exponenților critici determinați experimental [101]. Punctele multicritice au fost studiate atît teoretic cît și experimental [96—111]. Unele valori ale exponenților tricritici și bicritici determinate experimental și deduse teoretic sînt prezentate în tabelele X.5 și X.6.

În studiul sistemelor bicritice și în special tricritice se folosește o varietate de notații. Griffiths [87] a propus un sistem de notații unificat pentru punctele tricritice. Acesta a fost completat cu cele date de Riedel [84] și Wolf [98]. Exponenții tricritici sînt notați prin indicele t ($\beta_t, \gamma_t, \alpha_t, \nu_t, \delta_t$). Aceștia se obțin considerînd punctul critic ca un punct particular pe linia punctelor critice. Un alt set de exponenți critici denumiți „exponenți critici auxiliari" provin, prin analogie cu punctul critic obișnuit, din considerarea punctului tricritic ca punctul terminus de pe linia de tranziție de speța întîi, în planul (B, T). Exponenții critici corespunzători se notează prin indicele u. Discontinuitatea în magnetizare este asimetrică și ca atare aceasta poate fi descrisă de exponenții critici β_+ și β_- dați de $M_+\propto t^{\beta_+}$ și $M_-\propto t^{\beta_-}$. Printre sistemele magnetice ce prezintă puncte

TABELUL X.5

Exponenţii tricritici teoretici şi experimentali

Sisteme	α_t	β_+	β_-	β_u	γ_u	δ_u	Φ	β_1	β_t	β_t^*
$FeCl_2$ neutroni [104]	—	1	0,36± 0,04	—	—	—	≃2	0,19± 0,02	—	0,36± 0,04
$FeCl_2$ studii optice [105]	—	1,03± 0,05	1,13± 0,14	1,11± 0,11	—	—	≃2	—	—	—
$CsCoCl_3 \cdot 2D_2O$ [106, 107]	0,65± 0,05	0,7± 0,4	0,7± 0,4	0,65± 0,20	≃1,3	3±1	2±0,2	0,3± 0,1	0,15± 0,02	0,36± 0,05
$Dy_3Al_5O_{12}$ [108, 109] $B\|\|(110)$	—	≃1	≃1	0,98± 0,05	1,01± 0,07	2,1± 0,25	1,95 0,11	—	—	—
teoretic [85, 100, 110]	1/2	1	1	1	1	2	2	1/2	1/4	1/2

tricritice sînt $FeCl_2$, $CsCoCl_3 \cdot 2D_2O$ şi $DyAl_5O_{12}$. Valorile obţinute pentru exponenţii critici confirmă în general analiza teoretică. S-au studiat de asemenea trei sisteme care prezintă puncte bicritice şi anume MnF_2, $NiCl_2 \cdot 6H_2O$ şi $GdAlO_3$ (tabelul X.6). În afară de exponentul Φ, se redă $Q = W_\perp/W_{||}$ raportul celor două amplitudini ce descriu graniţele de fază de speţa a doua cît şi q panta axei de scalare optimă $\tilde{t} = 0$. Valorile parametrilor par să fie în destul de bună concordanţă cu prezicerile teoretice, cu toate că erorile experimentale sînt relativ mari.

TABELUL X.6

Exponenţii bicritici teoretici şi experimentali

		Φ	$Q=W_+/W_{\|\|}$	q	$\tilde{\beta}$	$\tilde{\gamma}$
$n=3$	MnF_2*) [102]	1,29 1,26	1,25 1,75	1,38 1,06	—	—
	teoretic [88, 89]	1,25 ±0,015	2,5	≃1,35	0,85±0,07	0,40±0,09
$n=2$	$GdAlO_3$**) [102]	1,15 ±0,08 1,25 ±0,07	—***)		0,92±0,03	≃0,15
	$NiCl_2 \cdot 6H_2O$ [111]	≃1,18	—**)		—	—
	teoretic [88, 89]	1,175±0,015	1		0,84±0,05	0,33±0,06

*) două estimări
**) două alinieri — 0,14 grade, 0,08 grade
***) fitarea s-a făcut pentru $W_\perp/W_{||} = 1$

Similar cu comportarea critică „normală", se crede că nu toţi exponenţii sînt independenţi şi prin extinderea ipotezelor de scalare se pot obţine relaţii între aceştia [84, 86]. Griffiths [87] analizează relaţiile între exponenţii tricritici obţinute prin scalare. Unele dintre acestea se prezintă în tabelul X.7. Exponenţii ce au acelaşi indice urmează relaţii de scalare de formă obişnuită. De exemplu, $\alpha_t + 2\beta_t + \gamma_t = 2$, $\gamma_u = \beta_u(\delta_u - 1)$ etc.

Teoria scalării constituie o bază pentru obținerea *ecuațiilor de stare*, în jurul punctului multicritic [83, 84, 86, 93].

S-au evidențiat unele preziceri generale privind *universalitatea diferitelor tipuri de comportări* [89]. Ca și în cazul punctelor critice obișnuite se așteaptă la o comportare similară pentru punctele multicritice de un tip dat, și deci la aceleași valori ale exponenților.

TABELUL X.7

Relații între exponenții tricritici obținute prin scalare

$\gamma_t = 2 - \alpha_t - 2\beta_t$	$\gamma_u = \gamma'_+ = \gamma'_- = \Phi\alpha_t$
$\delta_t = -1 + (2 - \alpha_t)/\beta_t$	$\delta_u = \delta_+ = \delta_- = 1/(1 - \alpha_t)$
$\Delta_t = \beta_t\delta_t = 2 - \alpha_t - \beta_t$	$\Delta_u = \Phi$
$\Phi_t = 1/\Phi$	$2 - \eta_t = (2 - \alpha_t - 2\beta_t)/\nu_t$
$\alpha_u = 2 - \Phi(2 - \alpha_t)$	$\nu_u = \nu'_+ = \nu'_- = \Phi\nu_t$
$\beta_u = \beta_+ = \beta_- = \Phi(1 - \alpha_t)$	$2 - \eta_u = \alpha_t/\nu_t$

Prezentăm, ca exemplu în figura X.18, rezultatele studiilor prin împrăștiere de neutroni asupra $CsCoCl_3 \cdot 2D_2O$ [106], ce confirmă prezicerile privind universalitatea comportării. Se evidențiază colapsarea valorilor scalate ale magnetizării alternante $M_t^+(b_1, t_t)$ și a celei feromagnetice $M(b_1, t_t)$ în funcție de t_t/b_1. Am notat $t_t = (T - T_t)T_t^{-1}$ și $b_1 = [B - B_c(T)]B_t^{-1}$. Funcția de scalare are forma $M(t_t/b_1^{1/\Phi}) = M(b_1, t_1)/b_1^{\alpha_t}$.

Prezicerile teoretice se referă în principal la limita asimptotică pe măsura apropierii de punctul multicritic. Regiunea în care se așteaptă a fi valabile prezicerile asimptotice, este greu de definit și ca atare unele discrepanțe pot fi datorate intervalului de parametrii considerat și nu unor preziceri teoretice incorecte.

Localizarea experimentală atît a punctelor bicritice cît și tricritice implică găsirea punctului la care discontinuitatea de speța întîia, trece într-o singularitate de speța a doua. Experimental aceasta constituie o problemă dificilă deoarece susceptivitatea magnetică în apropiere de tranziția de speța întîia, diverge pe măsură ce se apropie punctul multicritic, mascînd deci discontinuitatea. O a doua problemă majoră care afectează în particular studiul punctelor bicritice se referă la precizia de aliniere a cîmpului, relativ la axele de ușoară magnetizare. Aceasta constituie o sursă de incertitudini [102], deși s-au obținut alinieri cu o precizie de 10^{-4} grade [102].

Să analizăm unele efecte la trecerea între diferitele tipuri de comportări în sistemele magnetice. Pentru aceasta, aproximația grupului de renormare oferă o metodă sistematică de studiu a efectelor simetrice, formei spațiale și mărimilor care intră în hamiltonianul sistemului magnetic. S-au studiat diferitele clase de interacții magnetice și anume izotrope și anizotrope cu rază mică de acțiune, cubică cu rază mare de acțiune, pseudodipolară, Dzialoshinski-Moriya dipolară izotropă, dipolară anizotropă și interacții de schimb izotrope cu rază mare de acțiune. Termenii implicați în aceste tipuri de interacții au fost rezumați de Fisher [7]. Hamiltonianul redus, în spațiul reciproc, are forma:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{\mu,\nu}\int_{\mathbf{q}} \mathcal{J}_2^{\mu\nu}(\mathbf{q})\sigma_{\mathbf{q}}^{\mu}\sigma_{-\mathbf{q}}^{\nu} - \sum_{\mu,\nu}\iiint_{\mathbf{q}\mathbf{q}'\mathbf{q}''}(\mu + \nu\delta_{\mu\nu})\sigma_{\mathbf{q}}^{\mu}\sigma_{\mathbf{q}'}^{\mu}\sigma_{\mathbf{q}''}^{\nu}\sigma_{-\mathbf{q}'-\mathbf{q}''}^{\nu} \qquad (X.5.77)$$

unde integralele după $\mathbf{q}$ sînt date de relațiile (X.5.34). Majoritatea termenilor hamiltonianului magnetic inițial sînt cuprinși în $\mathcal{G}_2^{\mu\nu}(\mathbf{q})$. Al doilea termen provine în principal din funcția de pondere a spinului $\exp[-p(\mathbf{s})] = \exp[-(1/2)|\mathbf{s}|^2 - u_4|\mathbf{s}|^2 - \ldots]$ cu $\mu \propto u_4$.

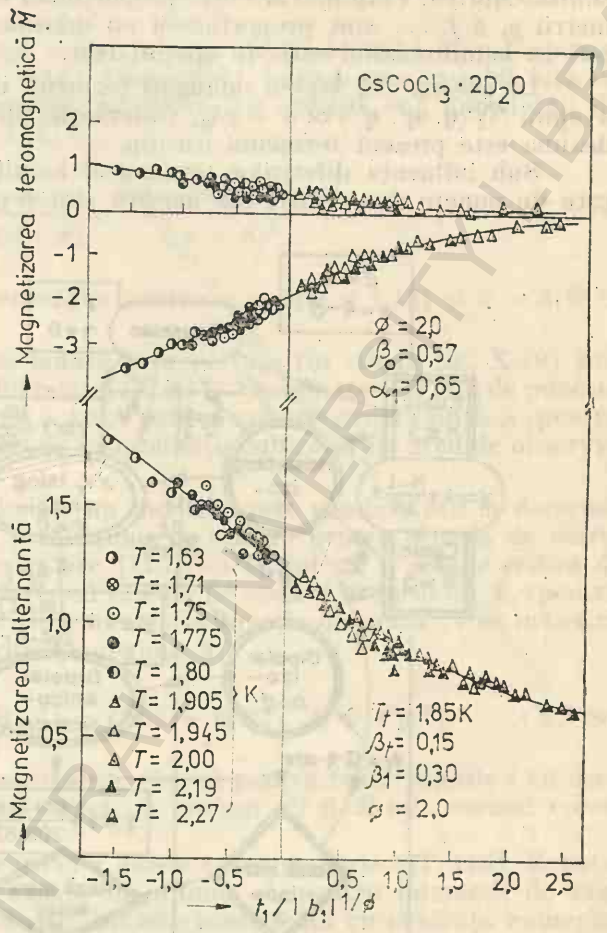


Fig. X.18. — Verificarea experimentală a proprietăților de scalare și a comportării în zona de trecere între magnetizările M (feromagnetice) și M_{al}^{+} (alternantă) în regiunea critică, pentru $CsCoCl_3 \cdot 2D_2O$.

Potențialul corespunzător, pentru interacția a doi spini, în hamiltonianul (X.5.77) are forma

$$\mathcal{G}_2^{\mu\nu}(\mathbf{q}) = (r + g^2)\delta_{\mu\nu} + e_1 q^4 \delta_{\mu\nu} + (r_\mu - r)\delta_{\mu\nu} +$$

$$+ g\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} + h q_\nu q_\mu + f^2(q_\mu)\,\delta_{\mu\nu} + e|\mathbf{q}|^\sigma\,\delta_{\mu\nu}. \qquad \text{(X.5.78)}$$

Primul termen reprezintă o contribuție n-izotropă $\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2$. Al doilea, un termen de schimb $\mathcal{J}(\mathbf{r})$ de rază mică de acțiune iar al treilea un termen de schimb anizotrop $s_{1x}s_{2x}$ (m-izotrop), anizotropia unui ion$(s_{1z})^2$ etc. Termenul $gq_\mu q_\nu q^{-2}$ reprezintă contribuția izotropă dipolară $n = d$ iar $q_\mu q_\nu$ derivă din $(\mathbf{s}_1\nabla_1)(\mathbf{s}_2\nabla_2)|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^{-(d-2)}$. Termenul $f^2(\mathbf{q}_\mu)$ derivă din termenul cubic

(adică indus dipolar) $D_1\Sigma(s_x)^4$. Termenul cubic are o semnificaţie particulară în deplasarea tranziţiei în perovskite [112]. Ultimul termen este schimbul de rază mare de acţiune $\mathcal{J}(r) \propto t^{-(d+\sigma)}$ cu $0 < \sigma < 2$. La aceste contribuţii se mai pot adăuga şi termeni de interacţie de tip Dzyaloshinski-Moriya. Parametrul t este proporţional cu $(T - T_c)$. Ceilalţi parametrii g, h f, ... sînt proporţionali cu mărimea termenilor corespunzători în hamiltonianul scris în spaţiul real.

La aceştia vor trebui adăugaţi termenii implicînd interacţiile între 4 spini $\varphi_4^{\mu\nu}(\mathbf{q}, \mathbf{q}', \mathbf{q}'') \propto u + v\delta_{\mu\nu}$ (interacţia între patru poziţii). Întotdeauna este prezent termenul izotrop.

Sub influenţa diferiţilor termeni ai hamiltonianului apare o varietate de puncte fixe. Unele din acestea sînt reprezentate grafic în figura

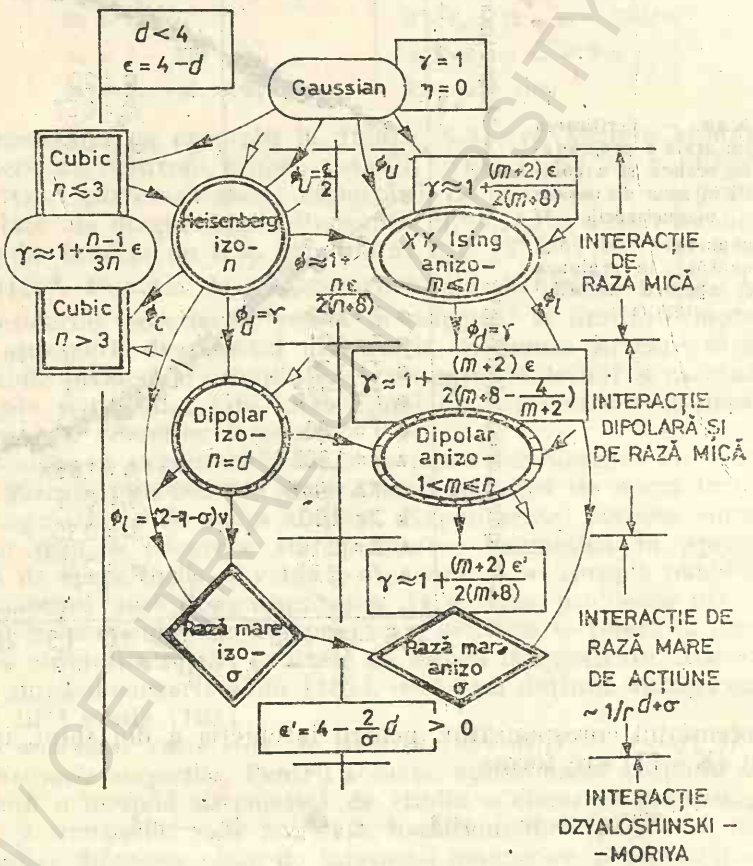


Fig. X.19. — Diagrama de trecere pentru punctele fixe magnetice pentru $d < 4$. Săgeţile arată direcţia de instabilitate la perturbaţiile caracteristice ale punctelor fixe mai stabile. Exponenţii de trecere Φ_c, Φ_d şi Φ_l se referă la perturbaţii cubice, dipolare şi de rază mare de acţiune, la puncte fixe izotrope şi de rază mică de acţiune.

X.19. Cel situat în partea superioară este caracteristic modelului Gaussian şi are exponenţii critici $\gamma = 1$ şi $\eta = 0$. Pentru $d < 4$ (sau $\varepsilon > 0$) acesta este instabil în raport cu termenii implicînd 4 spini şi trece rapid la un alt

punct, indicat în figură prin săgeată. La nivelul următor de stabilitate sînt situate punctele fixe caracteristice interacţiilor de schimb de rază mică de acţiune. La stînga sînt reprezentate punctele fixe izotrope, cu gradul de izotropie n iar la dreapta punctele fixe anizotrope cu simetrie redusă cu indicii $m < n$, adică interacţiile de schimb vor avea simetrie de rotaţie de ordinul m.

Exponenţii anizotropi γ, α, η etc. au formă identică cu cei izotropi dar cu m înlocuit prin n [113]. Punctul fix izotrop este instabil faţă de termenii de schimb anizotropi uni-ionici. În ordinul doi, exponenţii de trecere anizotropi sînt [114]

$$\Phi = 1 + \frac{n\varepsilon}{2(n+8)} + \frac{(n^2 + 24n + 68)}{4(n+8)^2} n\varepsilon^2 + \ldots \qquad (X.5.79)$$

care concordă bine cu estimările pentru $n = 2(\Phi \simeq 1{,}18)$ şi $n = 3(\Phi \simeq \simeq 1{,}25)$.

Punctele fixe cubice notate prin pătrate (în stînga fig. X.19) sînt asociate cu parametrul ν din relaţia (X.5.77). Stabilitatea lor faţă de punctul fix izotrop se modifică cînd n trece prin o valoare situată lîngă 3 (pentru $d \simeq 3$). Se aşteaptă ca efectele instabilităţii cubice să fie greu de observat experimental.

Aşa cum am menţionat, un model corect conduce atît la determinarea exponenţilor cît şi a funcţiilor de scalare pentru ecuaţia de stare. Plecînd de la funcţia de scalare [115] s-a arătat că o *ecuaţie critică de stare* poate fi obţinută liniarizînd funcţia de scalare în jurul lui T_c (pentru un punct fix) şi parametrizînd aceasta în funcţie de „raza" r ce măsoară „distanţa" de punctul critic şi unghiul θ

$$B = C_1 r^{\beta\delta}\theta(1 - \theta^2); \quad t = C_2 r(1 - b_0^2\theta^2); \quad M = r^\beta g(\theta), \qquad (X.5.80)$$

unde $-1 \leqslant \theta \leqslant 1$. Se poate alege $C_i = 1$ pentru toate valorile i cu condiţia ca b_0 să fie specificat corect (în ordinul ε^2) şi M este normat corespunzător.

Această formă concordă cu datele experimentale [77, 116]. Ecuaţia de stare liniarizată este exactă în ordinul ε^2, pentru interacţii de rază mică de acţiune [117]. Aceasta nu este consistentă cu evidenţa numerică pentru modelul Ising tridimensional [79, 118] şi cu calculele în ordinul trei în ε [119].

Comportarea singulară la punctul critic este determinată de situaţia în care $r \to 0$ în presupunerea că $g(\theta)$ este o funcţie bine definită. În acest caz izocora critică este reprezentată prin $\theta = 0$, izoterma critică prin $\theta = \sqrt{2}/2$ şi curba de coexistenţă prin $\theta = 1$. Prin eliminarea lui r, cîmpul magnetic scalat este dat de

$$b(M_r) = C_1\theta(1 - \theta^2)/|1 - b_0^2\theta^2|^{\beta\delta}, \qquad (X.5.81)$$

iar magnetizarea redusă scalată este

$$M_r = g(\theta)/|1 - b_0^2\theta^2|^\beta. \qquad (X.5.82)$$

Folosind o formă particulară a relației (X.5.80) (cu $C_1 = 1{,}1$ și $b_0 = 2$), în cazul CrB_3, se obține funcția $g(\theta)$ prezentată în figura X.20. Aceasta poate fi bine aproximată prin $g(\theta) = k\theta$ cu $k = 1{,}24 \pm 0{,}04$ [77]. Unul din avantajele formei parametrizate a ecuației de stare constă în faptul

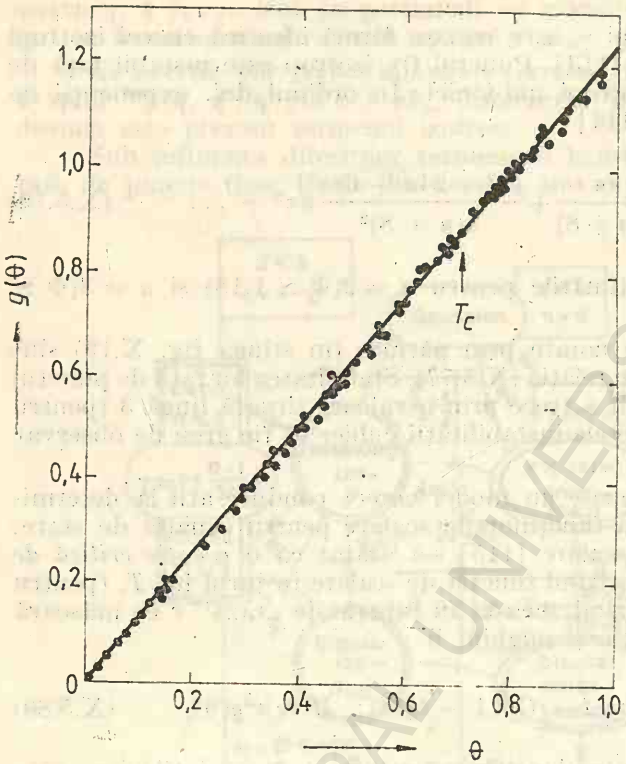


Fig. X.20. — Reprezentarea funcției $g(\theta)$ din ecuația de stare parametrizată (X.5.80) obținută din analiza datelor pentru CrB_3 la $T < T_c$ și $T > T_c$. Dreapta este descrisă de ecuația $g(\theta) = 1{,}24\theta$.

că poate fi ușor integrată pentru a obține energia liberă și în plus, datele corespunzătoare întregii regiuni critice pot fi reprezentate pe aceeași curbă.

Analiza datelor evidențiază că deși exponenții critici cît și alți parametri universali pot depinde de anumite trăsături, ca lipsa unei simetrii izotrope depline și interacțiile dipolare, aceste valori sînt determinate numeric de dimensionalitatea d și indexul simetriei izotrope căreia îi aparține, n.

X.5.7. Tranziții de fază în materiale de tip sticle de spin și micromagnetice

În cadrul modelului teoretic dezvoltat pentru sticlele de spini de Edwards și Anderson [120] se consideră un hamiltonian simplificat $\mathcal{H} = -\sum_{i,j} \mathcal{J}_{ij}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j - g\mu_B B \sum_i S_{iz} P(\mathcal{J}_{ij})$, unde interacțiile $\mathcal{J}_{ij}$ între spinul considerat și cei z vecini apropiați se presupun a fi date de o distribuție gaussiană

$P(\mathfrak{J}_{ij})$. Hamiltonianul se analizează în aproximația cîmpului molecular; problema mediei configurațiilor se transformă în cea a mai multor sisteme ce interacționează (denumite replici), cuplate prin interacții bipătrate sau biliniare. Media configurațională se obține cînd formal numărul de sisteme tinde la zero. Modelul evidențiază următoarele [120—124]:

(1) Nu apare ordine de rază mare de acțiune atît feromagnetică cît și antiferomagnetică.

(2) Susceptivitatea magnetică χ are un maxim la temperatura T_M. Pentru $T < T_M$ spini sînt „înghețați". La $T > T_M$ susceptivitatea magnetică urmează o relație de tip Curie-Weiss. Se arată că

$$\chi(T, B = 0) = \frac{\mu_0 \mu_B^2 g^2}{3k_B T} \sum_{i,j} \langle [\langle \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \rangle - \langle \mathbf{S}_i \rangle \langle \mathbf{S}_j \rangle] \rangle; \; \langle \langle \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \rangle \rangle = \langle S_i^2 \rangle \delta_{ij}, \tag{X.5.83}$$

unde paranteza interioară indică media termică iar cea exterioară o medie după distribuția constantelor de schimb. Astfel

$$\chi(T, B = 0) = \frac{N \mu_0 \mu_B^2 g^2 S(S+1)}{3k_B T}(1 - q) \text{ cu } q = \langle \langle S_i \rangle^2 \rangle. \tag{X.5.84}$$

Modelul introduce doi parametri de ordine și anume $\langle M_n \rangle \propto \langle S_{i\alpha} \rangle_n$ și $q_n = \langle S_{i\alpha} S_{i\beta} \rangle$ cu $\alpha \neq \beta$. Am notat prin α și β indicii replicilor.

Energia liberă se minimizează în raport cu n față de M_n și q_n. Astfel, parametrii de ordine ai sticlelor de spini sînt $M \propto \langle S_{iz} \rangle = \lim_{n \to 0} M_n$ și $q = \langle S_{iz} \rangle^2 = \lim_{n \to 0} q_n$. Pentru valori mici M și q dezvoltarea Landau a energiei libere conduce la

$$\begin{aligned} &[(1 - a) + \frac{1}{3} a^3 M^2 + ab^2 q] M = 0, \\ &[(1 - b^2) + 4a^2 b^2 M^2 + 2b^4 q] q = a^2 M^2. \end{aligned} \tag{X.5.85}$$

Am notat prin $a = z\mathfrak{J}_m / k_B T$ și $b = \sqrt{z}\, \Delta\mathfrak{J} / k_B T$, unde z este numărul de vecini apropiați, $\mathfrak{J}_m$ este interacția de schimb medie iar $\Delta\mathfrak{J}$ este jumătatea lărgimii distribuției de tip Gauss a interacțiilor de schimb aleatoare.

(3) Modelul prezice un maxim la T_M, în căldura specifică, similar cu cel observat în dependența de temperatură a susceptivității magnetice [120—123] în discordanță cu datele experimentale [125].

Analizînd sistemul de ecuații (X.5.85) se evidențiază existența a trei regiuni: (a) faza paramagnetică, pentru care $M = 0$ și $q = 0$; (b) faza magnetică $M \neq 0$ și $q > M^2 \neq 0$ și respectiv (c) faza de sticlă de spini cu $M = 0$ și $q \neq 0$. Tranzițiile între faze sînt de speța a doua. Punctul multicritic poate fi privit ca un punct tetracritic degenerat, pentru care nu există regiune de ordine cu $M \neq 0$ și $q < M^2$. Relațiile (X.5.85) conduc la $M \propto (T_c - T)^{1/2}$ și $\sqrt{q} = (T_M - T)^{1/2}$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Analiza modelului Edwards-Anderson, în aproximaţia cîmpului molecular, evidenţiază că acesta nu descrie corect datele experimentale. Folosirea teoriei grupului de renormare poate îmbunătăţi prezicerile acestuia. În dezvoltarea în ε se pleacă de la funcţionala energiei libere a cîmlui mediu şi se încearcă a se dezvolta exponenţii critici în funcţie de variabila $\varepsilon = d_c - d$, unde d_c este dimensionalitatea critică. Pentru fenomene critice obişnuite avem $d_c = 4$ şi deci dezvoltarea spre situaţia reală ($d = 3$) se presupune a fi bună [74]. Pentru sticle de spin, avem $d_c = 6$ [126] şi ca atare extrapolarea la $d = 3$ ridică probleme. Motivul pentru care avem $d_c = 6$ constă în faptul că dezvoltînd energia liberă în ACM, în parametrii de ordine $\langle S_i \rangle$ în mod normal apar termenii $\langle S_i \rangle^2$, $\langle S_i \rangle^4$, $\langle S_i \rangle^6$ în timp ce în cazul sticlelor de spin $q = \langle \langle S_i \rangle^2 \rangle$ este deja pătratic şi deci apar termeni q în q^2, q^3, q^4 etc. [127]. Datorită termenului în q^3 nu avem ca în aproximaţia cîmpului molecular $\beta = 1/2$ ci $\beta_q = 1$. Deoarece $\nu d_c = \gamma + 2\beta$, cu valorile ACM şi anume $\nu = 1/2$ şi $\gamma = 1$ avem $d_c = 6$.

Exponentul α care descrie singularitatea căldurii specifice devine [128] $\alpha = 1 + \varepsilon(3m + 1)/(4m - 2)$. Pentru $d \geqslant 6$ avem $\alpha \simeq -1$ adică căldura specifică are un vîrf; pentru $d \lesssim 6$, α este mai negativ ca -1, fapt ce implică că panta lui C este continuă la T_M. O singularitate se manifestă numai în derivatele de ordin mai mare ale căldurii specifice.

Există un defect serios al teoriei şi anume că entropia la $T = 0$ este negativă, fapt ce nu este posibil din punct de vedere fizic [129, 120—123].

Analizele folosind teoria grupului de renormare (care nu înglobează această dificultate) pleacă de la aproximaţiile aglomerărilor finite în spaţiul real [74]. Dar în timp ce unii autori [127] găsesc o tranziţie de tip sticlă de spin cu α negativ mare pentru sticle de spin Ising în două dimensiuni, alţii [130, 131] nu, sugerînd că dimensionalitatea critică cea mai mică d_c sub care nu apare tranziţia de fază este $d_c = 2$ [132] sau $d_c = 2{,}5$ [131]. În timp ce aceste metode sugerează că există o tranziţie pentru $d = 3$ cu α negativ mare [132], prin metoda dezvoltării în serie, la temperaturi ridicate [133] se sugerează că $d_c = 4$, fapt ce pune în discuţie rezultatele precedente.

BIBLIOGRAFIE

1. M. E. FISHER, Repts. Progr. Phys., **30**, 615 (1967).
2. L. D. LANDAU, E. M. LIFSHITZ, *Statistical Physics*, Pergamon Press, London, 1958.
3. L. P. KADANOFF, W. GÖTZE, D. HAMPLEW, R. HECHT, E. A. S. LEWIS, V. V. PALCIOUSKAS, M. RAYL, J. SWIFT, D. ASPNES, J. KANE, Rev. Mod. Phys., **39**, 395 (1967).
4. M. E. FISHER in *Critical Phenomena*, Proceed Int School of Physics Enrico Fermi, Varenna 1970, M. S. Green, Academic Press, 1971.
5. K. G. WILSON, Phys. Rev., **B6**, 3174 (1971);
   K. G. Wilson, J. Kogut, Phys. Repts., **12C**, 75 (1974).
6. * * * Phase Transitions and Critical Phenomena, Vol. I—6, Editori C. Domb, M. S. Green, Academic Press, London, New York, 1974.
7. R. A. LINDGARD, *Phase Transitions and Critical Phenomena in Topics in Current Physics*, Vol. 6, Springer-Verlag, Berlin, 1978.
8. D. BLOCH, Ann. Physique, **14**, 93 (1966).
9. A. B. PIPPARD, *The elements of clasical thermodynamics*, Cambridge University Press, 1957.
10. C. P. BEAN, D. S. RODBELL, Phys. Rev., **126**, 104 (1962);
    D. S. RODBELL, C. P. BEAN, J. Appl. Phys., **33**, 1037 (1962);
    D. S. RODBELL, Phys. Rev. Lett., **7**, 1 (1961).

11. R. W. DE BLOIS, D. S. RODBELL, Phys., Rev., **130**, 1349 (1963).
12. A. A. HIRSCH, G. GALECZKI, J. Magn. Magn. Mat., **13**, 260 (1979).
13. L. NÉEL, Ann. Phys., **8**, 237 (1937).
14. J. S. KOUVEL, R. H. WILSON, J. Appl. Phys., **31**, 331 (1961).
15. M. KORNETZKI, Zeit. Phys., **98**, 289 (1935); **44**, 296 (1943).
16. P. WEISS, A. PICCARD, C. Rend., Acad. Sci. Paris, **166**, 352 (1918).
17. P. WEISS, R. FORRER, C. Rend. Acad. Sci. Paris, **178**, 1347 (1924).
18. K. P. BELOV, R. Z. LEVITIN, S. A. NIKITIN, A. V. PEDKO, JETF, **13**, 1096 (1961).
19. R. BECKER, W. DÖRING, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, Berlin, 1939.
20. R. M. BOZORTH, *Ferromagnetism*, New York, Van-Nostrand, 1951.
21. L. F. BATES, *Modern Magnetism*, Cambridge University Press, Cambridge, 1951.
22. H. H. POTTER, Proc. Roy. Soc., **A146**, 362 (1934).
23. W. J. CARR Jr., in *Handbuch der Physik*, Band XVIII/2, Springer Verlag, 1966.
24. N. S. AKULOV, L. W. KIRENSKY, J. Phys. (URSS) **3**, 31 (1940).
25. E. C. STONER, P. RHODES, Phil. Mag., **40**, 481 (1949).
26. L. F. BATES, J. Phys. Rad., **12**, 459 (1951).
27. R. S. TEBBLE, J. E. WOOD, I. J. FLORENTIN, Proc. Phys. Soc., **B65**, 858 (1952).
28. L. F. BATES, J. H. DAVIS, Proc. Phys. Soc., **A63**, 1265 (1950).
29. L. F. BATES, J. C. WESTON, Proc. Phys. Soc., **53**, 5 (1941).
30. L. F. BATES, N. P. R. SHERRY, Proc. Phys. Soc., **B68**, 642 (1955).
31. R. S. TEBBLE, R. W. TEALE, Proc. Phys. Soc., **B70**, 51 (1956).
32. H. WEISSMUTH, Sitr. Akad. Wiss. zu Wien, **86**, 539 (1882);
H. TOMLINSON, Proc. Roy. Soc., **42**, 224 (1889).
33. H. NAGAOKA, K. HONDA, Phil. Mag., **5—46**, 261 (1898).
34. L. B. ROBINSON, F. MILSTEIN, A. JAYARANA, Phys. Rev., **134A** 187 (1964).
35. L. D. LIVSHITZ, YU. S. GENSHATF, JETF, **21**, 701 (1965).
36. D. B. Mc WHAN, A. L. STEVENS, Phys. Rev., **139**, A682 (1965).
37. E. TATSUMOTO, H. FUJIWARA, N. IWATA, T. OKAMOTO, J. Appl. Phys., **39**, 894 (1968).
38. S. JURA, W. A. STARK, Rev. Sci. Instr., **40**, 656 (1969).
39. R. I. POTTER, G. E. EVERETT, Phys. Rev., **B1**, 3685 (1970).
40. R. M. BOZORTH, T. WAKIYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **18**, 97 (1963).
41. F. BARSON, S. LEGVOLD, F. H. SPEDDING, Phys. Rev., **105**, 418 (1957).
42. A. F. ELLIOTT, S. LEGVOLD, F. H. SPEEDING, Phys. Rev., **91** 28 (1953).
43. H. EBERT, A. KUSSMANN, Zeit. Phys., **38**, 437 (1937).
44. E. L. KONDORSKY, V. L. SEDOV., JETF, **11**, 561 (1960).
45. L. PATRICK, Phys. Rev., **93**, 384 (1954).
46. L. L. HIRST, J. Phys. Chem. Solids, **35**, 1285 (1974).
47. M. SOROHAN, *Tehnica presiunilor înalte*, Edit. tehnică, 1976.
48. L. J. DE JONGH, A. R. MIEDEMA, Adv. Phys., **23**, 1 (1974).
49. M. F. SYKES, J. L. MARTIN, D. L. HUNTER, Proc. Phys. Soc., **91**, 671 (1967);
M. F. SYKES, D. L. HUNTER, D. S. McKENZIE, B. R. HEAP, J. Phys., **A 5**, 667 (1972).
50. R. F. WIELINGA, *Progr. Low. Temp. Phys.*, Vol. VI, Ed. C. J. Gorter, North Holland, Amsterdam, 1971.
51. J. W. ESSAM, M. E. FISHER, J. Chem. Phys., **38**, 802 (1963);
D. S. RITCHIE, M. E. FISCHER, Phys. Rev., **B5**, 2668 (1972).
52. G. S. RUSBROOKE, G. A. BAKER, P. J. WOOD, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, vol. 3, Ed. C. Domb, M.S. Green, 1973.
53. D. D. BETTS, J. T. TSAI, C. J. ELLIOTT, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Moscova, 1973.
54. G. A. BAKER, D. S. GAUNT, Phys. Rev., **155**, 545 (1967).
55. M. FERER, M. A. MOORE, M. WORTIS, Phys. Rev., **B4**, 3954 (1971).
56. M. E. FISHER, R. J. BURFORD, Phys. Rev., **156**, 583 (1967).
57. G. A. BAKER, H. E. GILBERT, J. EVE, G. S. RUSBROOKE, Phys. Lett., **A25**, 207 (1967);
G. A. BAKER, J. EVE, G. S. RUSBROOKE, Phys. Rev., **B2**, 706 (1970).
58. E. BURZO, I. LUPŞA, J. Phys. F: Metal. Phys., **13**, L89 (1983);
E. BURZO, I. LUPŞA, I. COSMA, Phys. Stat. Solidi (a) **77**, 127 (1983).
59. I. LUPŞA, E. BURZO, J. Magn. Magn. Mat., **37**, 137 (1983);
I. LUPŞA, E. BURZO, Phys. Stat. Solidi (a), **78**, K 155 (1983).
60. K. P. BELOV, *Magnetnije prevrascenie*, Moskva, 1959.
61. H. E. STANLEY, Phys. Rev., **176**, 718 (1968).
62. R. BALIAN, G. TOULOUSE, Ann. Phys., **83**, 28 (1974).
63. M. E. FISHER, Phys. Rev. Lett., **30**, 679 (1973).
64. M. E. FISHER, Rev. Mod. Phys., **46**, 597 (1974).
65. L. D. LANDAU, Phys. Zeit., **11**, 26 (1937); **11**, 545 (1937).

66. V. L. GINZBURG, Fiz. Tverd. Tela, **2**, 2031 (1960).
67. N. D. MERMIN, H. WAGNER, Phys. Rev. Lett., **17**, 1133 (1966).
68. J. SAK, Phys., Rev., **B8**, 281 (1973).
69. A. I. LARKIN, D. E. KMELNIȚI, JETF, **56**, 2087 (1969).
70. J. ALS-NIELSEN, R. J. BIRGENAU, J. Amer. Phys., **45**, 554 (1977).
71. D. BLOCH, D. M. EDWARDS, M. SHIMIZU, J. VOIRON, J. Phys., **F5**, 1217 (1975).
72. L. P. KADANOFF, Nuovo Cimento, **44**, 276 (1966); Physics **2**, 263 (1966).
73. A. Z. PATASHINSKII, V. L. POKROVSKII, JETF, **23**, 292 (1966).
74. S. K. MA, *Modern Theory of Critical Phenomena*, Benjamin, New York, 1976.
75. K. G. WILSON, Phys. Rev., **B4**, 3174, 3184 (1971); Phys. Rev., **D3**, 1818 (1971).
76. F. J. WEGNER, Phys. Rev., **B5**, 4529 (1972);
F. J. WEGNER, E. K. RIEDEL, Phys., Rev., **B7**, 248 (1973).
77. J. T. HO, J. D. LISTER, Phys. Rev. Lett., **22**, 605 (1969); Phys. Rev., **B2**, 4523(1970)
78. M. VINCENTINI-MISSONI, R. I. JOSEPH. M. S. GREEN, J. M. H. LEVELT SENGERS, Phys. Rev., **B1**, 2312 (1970);
M. VINCENTINI-MISSONI, J. M. H. LEVELT SENGERS, M. S. GREEN, J. Res. Nat. Bur. Stand, **A73**, 563 (1969).
79. D. S. GAUNT, C. DOMB, J. Phys., **C3**, 1442 (1970);
S. MILOSVEVIC, H. E. STANLEY, Phys. Rev., **B6**, 986 și 1002 (1972).
80. P. C. HOHENBERG, B. I. HALPERIN, J. Appl. Phys., **41**, 1380 (1970).
81. E. K. RIEDEL, J. Appl. Phys., **42**, 1373 (1971).
82. A. AHARONY, Physica, **86—88B**, 545 (1977).
83. R. B. GRIFFITHS, Phys. Rev. Lett., **24**, 715 (1970).
84. E. K. RIEDEL, Phys. Rev. Lett., **28**, 675 (1972).
85. E. K. RIEDEL, F. J. WEGNER, Phys. Rev. Lett., **29**, 349 (1972).
86. A. HANKEEY, H. E. STANLEY, T. S. CHANG, Phys. Rev. Lett., **29**, 278 (1972).
87. R. B. GRIFFITHS, Phys. Rev., **B7**, 545 (1973).
88. M. E. FISCHER, D. R. NELSON, Phys., Rev. Lett., **32**, 1350 (1974)
89. M. E. FISHER, Phys. Rev. Lett., **34**, 1634 (1975); AIP Conf. Proc., **24**, 273 (1975).
90. V.J. EMERY, Phys. Rev., **B11**, 3397 (1975).
91. M. J. STEPHEN, E. ABRAHAMS, J. B. STRALEY, Phys., Rev., **B12**, 256 (1975).
92. D. R. NELSON, J. RUDNICK, Phys. Rev. Lett., **35**, 178 (1975).
93. D. R. NELSON, AIP Conf. Proceed, **29**, 450 (1976).
94. H. ROHRER, AIP Conf. Proceed, **24**, 628 (1975).
95. P. A. LINDGARD, Phys. Rev., **B14**, 4074 (1976); Phys. Rev., **B16**, 2168 (1977).
96. H. ROHRER, D. DERIGHETTI, CH. GERBER, Physica **86—88B**, 597 (1977).
97. D. P. LANDAU, Phys. Rev., **B14**, 4054 (1976);
D. P. LANDAU, K. BINDER, AIP Conf. Proceed, **29**, 461 (1976).
98. W. P. WOLF, Physica, **86—88B**, 558 (1977).
99. J. M. KOSTERLITZ, D. R. NELSON, M. E. FISHER, Phys. Rev., **B13**, 412 (1976).
100. E. K. RIEDEL, H. MEYER, H. P. BEHRINGER, J. Low Temp. Phys., **22**, 369 (1976).
101. W. B. YELON, D. E. COX, P. J. KOLTMAN, W. B. DANILLS, Phys. Rev., **B9**, 4843 (1974).
102. H. ROHRER, Phys. Rev. Lett., **34**, 1638 (1975).
103. A. R. KING, H. ROHRER, AIP Conf. Proceed, **29**, 420 și 456 (1975).
104. R. J. BIRGENEAU, G. SHIRANE, M. BLUNE, W. C. KOEHLER, Phys. Rev. Lett., **33**, 1098 (1974); AIP Conf. Proceed, **24**, 258 (1975).
105. J. A. GRIFFIN, S. E. SCHNATTERLY, Phys. Rev. Lett., **33**, 1576 (1974); AIP Conf. Proceed, **24**, 195 (1975).
106. A. L. BONGAARDS, W. J. M. DE JONGE, P. VAN DER LEEDEN, Phys. Rev. Lett. **37**, 1007 (1976); Phys. Rev., **B15**, 3424 (1977).
107. A. L. M. BONGAARTS, W. J. M. DE JONGE, Physica, **86—88B**, 595, 671 (1977).
108. N. GIORDANO, W. P. WOLF, Phys. Rev. Lett., **35**, 799 (1975).
109. N. GIORDANO, Phys. Rev., **B14**, 2927 (1976).
110. J. M. KINCAID, E. G. COHEN, Phys. Repts., **22C**, 57 (1975).
111. N. F. OLIVIERA, A. PADUHAN FILHO, S. F. SALINAS, Phys. Lett., **55A**, 203 (1975).
112. R. A. COWLEY, A. D. BRUCE, J. Phys., **C6**, L191 (1973);
A. D. BRUCE, A. AHARONI, Phys. Rev. Lett., **33**, 427 (1974); Phys. Rev., **B10**, 2078 (1974).
113. M. E. FISHER, P. PFENTY, Phys. Rev., **B6**, 1889 (1977).
114. K. G. WILSON, Phys. Rev. Lett., **22**, 540 (1972).
115. P. SCHOFIELD, Phys. Rev. Lett., **22**, 606 (1969).
116. P. SCHOFIELD, J. D. LISTER, J. T. HO, Phys. Rev. Lett., **23**, 1098 (1980).
117. E. BREZIN, D. J. WALLACE, K. G. WILSON, Phys. Rev. Lett., **29**, 591 (1972);
G. M. AVDEEVA, A. A. MIGDAL, JETF Pisma, **16**, 253 (1972).

118. H. B. TARKO, M. E. FISHER, Phys. Rev. Lett., **31**, 926 (1973).
119. D. J. WALLACE, R. K. ZIA, Phys. Lett., **46A**, 261 (1974).
120. S. F. EDWARDS, P. W. ANDERSON, J. Phys., **F5**, 965 (1975).
121. K. H. FISHER, Phys. Rev. Lett., **34**, 1438 (1975).
122. K. H. FISHER, Solid State Commun., **18**, 1515 (1976).
123. T. PLEFKA, J. Phys., **F6**, L327 (1976).
124. K. H. FISCHER, Physica, **86—88 B+C**, 813 (1977).
125. L. E. WENGER, P. H. KEESON, Phys. Rev., **B13**, 4053 (1976).
126. A. B. HARRIS, F. C. LUBENSKY, J. H. CHEN, Phys. Rev. Lett., **30**, 415 (1976).
127. K. BINDER, Adv. Solid State Phys., **17**, 55 (1977).
128. H. MISSKE, G. HEBER, J. Phys., **F6**, 1353 (1976).
129. D. SHERINGTON, S. KIRKPATRICK, Phys. Rev. Lett., **35**, 1972 (1975).
130. A. P. YOUNG, A. P. STINCHCOMBE, J. Phys., **C9**, 4419 (1976).
131. S. KIRKPATRICK, Phys. Rev., **B15**, 1533 (1977).
132. B. W. SOUTHERN, A. P. YOUNG, citat în [127].
133. R. FISCH, A. B. HARRIS, citat în [127].

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XI. METODE MODERNE DE STUDIU ALE PROPRIETĂŢILOR MAGNETICE ALE MATERIALELOR

În capitolul II am prezentat metodele clasice de studiu ale proprietăţilor magnetice macroscopice şi anume susceptivitatea magnetică şi magnetizarea. Odată cu dezvoltarea de noi tehnici experimentale, acestora, li s-au adăugat metode complementare deosebit de utile, ca metodele de rezonanţă magnetică (paramagnetică electronică, rezonanţe în materiale ordonate magnetic, rezonanţa magnetică nucleară), efect Mössbauer (rezonanţă nucleară gama), difracţie de neutroni, corelaţii unghiulare, rotaţia de spin a miuonului, anihilarea pozitornilor etc. Aceste metode, în general, necesită tehnici experimentale relativ complicate.

În cele ce urmează, ne propunem să prezentăm succint, principiile fizice ce stau la baza acestor metodici experimentale cît şi unele rezultate reprezentative obţinute în studiul comportării materialelor magnetice. Spaţiul limitat nu ne permite a intra în detalii cît şi de a sintetiza ansamblul de date experimentale. Fiecare din tehnicile menţionate mai sus poate să constituie un domeniu de sine stătător, şi ca atare obiectul unei lucrări de sinteză.

Analiza cantitativă a proceselor ce stau la baza metodicilor experimentale implică folosirea, ca mărime fundamentală, a cîmpului de inducţie **B**. În literatura de specialitate mărimea curent utilizată este $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$. Ca atare, în unele situaţii vom păstra forma încetăţenită ţinînd însă seama ca relaţiile să fie corecte din punct de vedere dimensional.

XI.1. Rezonanţa paramagnetică electronică

Fenomenul de rezonanţă paramagnetică electronică (RPE) a fost descoperit de Zavoisky [1] în anul 1944. De atunci metoda a cunoscut o deosebită dezvoltare fiind folosită, în prezent, în cele mai variate domenii de cercetare: fizică, chimie, biologie etc. Afirmaţia de mai sus este confirmată de numărul extrem de mare de studii efectuate folosind metoda RPE [2, 3].

Ne propunem pentru început să prezentăm fenomenul de rezonanţă atît în descrierea clasică cît şi cuantică, pentru ca apoi să analizăm unele mecanisme de relaxare cît şi forme ale liniilor. Deoarece în literatura noastră de specialitate au apărut lucrări valoroase axate pe această metodică [2—4], vom discuta în special folosirea metodei RPE în studiul

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sistemelor metalice. Pentru această situaţie, vom analiza mai în detaliu metodele de determinare a interacţiilor de schimb.

Rezonanţa paramagnetică electronică (electronică de spin) este fenomenul caracterizat printr-o absorbţie de energie de la cîmpul de microunde ca urmare a tranziţiilor spinului electronic între subnivelele Zeeman. În figura XI.1 prezentăm schema de principiu a metodei de rezonanţă paramagnetică electronică. Proba este situată într-un cîmp de inducţie

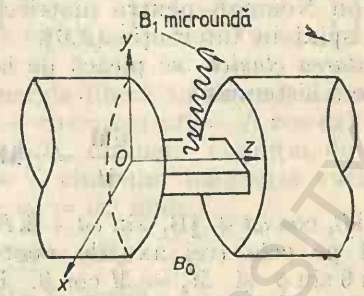


Fig. XI.1. — Schema de principiu a instalaţiei şi metodei de studiu prin rezonanţa paramagnetică electronică.

static, $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$, orientat după axa z. Asupra probei acţionează un cîmp de inducţie variabil în timp, avînd frecvenţa ω apropiată de frecvenţa Larmor a sistemului ω_L. Condiţia de rezonanţă (fig. XI.2) corespunde

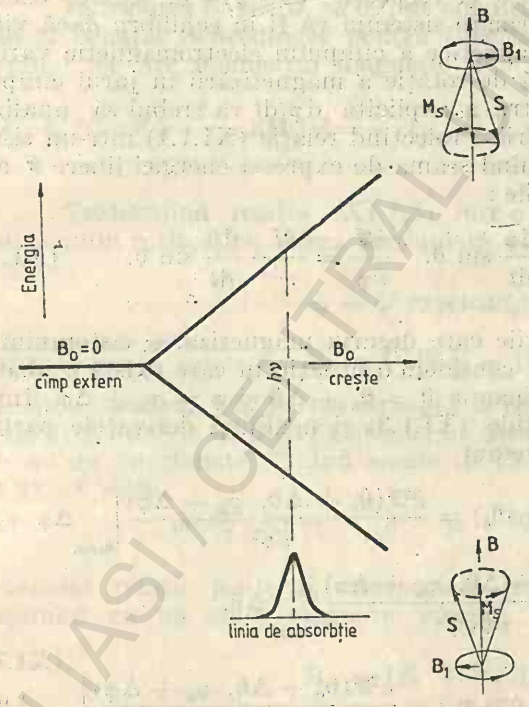


Fig. XI.2. — Fenomenul de rezonanţă.

unei legi de conservare a energiei. Deci energia cuantei cîmpului de excitare, $h\nu$, este egală cu energia dintre nivelele Zeeman. Tranziţiile ce au loc prin absorbţie sau emisie, conduc la o modificare a numărului cuantic magnetic al spinului electronic, potrivit regulii de selecţie pentru tranzi-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ţiile de dipol magnetic, $\Delta M_s = \pm 1$. Pentru ca probabilitatea de tranziţie să fie maximă, direcţia cîmpului de excitare trebuie să fie perpendiculară la $\mathbf{B}_0$ şi sensul de rotaţie a lui $\mathbf{B}_1$ să fie acelaşi cu cel al precesiei Larmor [2]. Acest cîmp se află deci în planul xoy (fig. XI.1).

Interacţia rezonantă a radiaţiei, cu sistemul de spini, poate fi analizată clasic pe baza modelului vectorial sau al ecuaţiilor fenomenologice Bloch [5], sau riguros, în cadrul mecanicii cuantice folosind ecuaţia Schrödinger pentru funcţia de undă a electronului individual sau ecuaţia Liouville-Von Neuman pentru matricea de densitate, în cazul unui ansamblu de spini în interacţie [2,6].

În *tratarea clasică*, se pleacă de la evoluţia în timp a vectorului de magnetizare a sistemului

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}), \tag{XI.1.1}$$

unde $\mathbf{B} = \mathbf{i}B_1 \cos \omega t + \mathbf{j}B_1 \sin \omega t + \mathbf{k}B_0$ cu $B_1/B_0 \ll 1$. Proiecţiile magnetizării $\mathbf{M}$ pe cele trei axe de coordonate sînt: $M_x = M \sin \theta \cos \varphi$, $M_y = M \sin \theta \sin \varphi$ şi $M_z = M \cos \theta$. Energia liberă a probei în cîmpul $\mathbf{B}$ este:

$$\mathcal{F} = -\mathbf{BM} = -M[B_1 \sin \theta(\cos \varphi \cos \omega t + \sin \varphi \sin \omega t) + B_0 \cos \theta]. \tag{XI.1.2}$$

La echilibru avem $\partial\mathcal{F}/\partial\theta = 0$ şi respectiv $\partial\mathcal{F}/\partial\varphi = 0$. Aceste condiţii conduc la $\omega = d\varphi/dt$. Prin urmare sistemul va fi în echilibru dacă viteza unghiulară a componentei magnetice a cîmpului electromagnetic variabil coincide cu viteza unghiulară de rotaţie a magnetizării în jurul cîmpului magnetic static extern. Pentru a explicita $d\varphi/dt$ va trebui să analizăm evoluţia în timp a magnetizării. Proiectînd relaţia (XI.1.1) într-un sistem de coordonate cartezian şi ţinînd seama de expresia energiei libere $\mathcal{F}$ dată de (XI.1.2) se obţin condiţiile:

$$\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\theta} = -\frac{M}{\gamma} \cdot \frac{d\varphi}{dt} \sin \theta, \quad \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial\varphi} = \frac{M}{\gamma} \cdot \frac{d\theta}{dt} \sin \theta. \tag{XI.1.3}$$

Să notăm prin θ_0 şi φ_0 valorile care descriu magnetizarea sistemului, la echilibru termodinamic. Vom considera o situaţie în care există o abatere mică de la echilibrul termodinamic $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ şi $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$. Introducînd aceste valori în relaţiile (XI.1.3) şi neglijînd derivatele parţiale de ordinul trei, se obţine sistemul

$$\begin{aligned}
\frac{M}{\gamma}\left[\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial t}\right](\sin\theta_0 + \Delta\theta \cos\theta_0) &= \left.\frac{\partial^2\mathcal{F}(\theta_0 + \Delta\theta,\ \varphi_0 + \Delta\varphi)}{\partial\varphi^2}\right|_{\theta_0,\varphi_0} \Delta\varphi + \\
&+ \left.\frac{\partial^2\mathcal{F}(\theta_0 + \Delta\theta,\ \varphi_0 + \Delta\varphi)}{\partial\theta\partial\varphi}\right|_{\theta_0,\varphi_0} \Delta\theta, \\
-\frac{M}{\gamma}\left[\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial t}\right](\sin\varphi_0 + \Delta\varphi \cos\varphi_0) &= \left.\frac{\partial^2\mathcal{F}(\theta_0 + \Delta\theta,\ \varphi_0 + \Delta\varphi)}{\partial\varphi^2}\right|_{\theta_0,\varphi_0} \Delta\theta + \\
&+ \left.\frac{\partial^2\mathcal{F}(\theta_0 + \Delta\theta,\ \varphi_0 + \Delta\varphi)}{\partial\theta\partial\varphi}\right|_{\theta_0,\varphi_0} \Delta\varphi.
\end{aligned} \tag{XI.1.4}$$

Plecînd de la relațiile (XI.1.4) va trebui să analizăm dependența de timp a lui $\Delta\varphi$ și $\Delta\theta$. Conform cu discuția precedentă, φ este o funcție periodică de timp, cu perioada $T = 2\pi/\omega$. Cea mai generală formă a acesteia este $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 \exp(i\omega t)$. Similar avem $\Delta\theta = \Delta\theta_0 \exp(i\omega t)$. Ținînd seama de cele de mai sus, și neglijînd termenii de ordinul doi în $\Delta\theta$ și $\Delta\varphi$, prin rezolvarea sistemului (XI.1.4), se obține:

$$\omega = \pm \frac{\gamma}{M \sin\theta}\left[\left(\frac{\partial^2\mathcal{F}}{\partial\theta^2}\bigg|_{\theta_0,\varphi_0}\right)\left(\frac{\partial^2\mathcal{F}}{\partial\varphi^2}\bigg|_{\theta_0,\varphi_0}\right)-\left(\frac{\partial^2\mathcal{F}}{\partial\theta\partial\varphi}\bigg|_{\theta_0,\varphi_0}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad \text{(XI.1.5)}$$

Pentru un paramagnet, energia liberă în cîmpul de inducție $\mathbf{B}$ este $\mathcal{F} = -M[B_1 \sin\theta(\sin\varphi \sin\omega t + \cos\varphi \cos\omega t) + B_0 \cos\omega t]$. Introducînd această expresie în relația (XI.1.5), obținem condiția de rezonanță. În funcție de sensul de polarizare a cîmpului magnetic variabil, teoretic, se obțin două rezonanțe $\omega_a \simeq \omega_b = \omega$, unde

$$\omega = \gamma B_0. \qquad \text{(XI.1.6)}$$

Relația (XI.1.6) mai poate fi scrisă

$$B_0(T) = 0{,}0714515 \cdot \nu_0(\mathrm{GHz})/g, \qquad \text{(XI.1.7)}$$

unde g este factorul de despicare spectroscopic.

În *tratarea cuantică*, se obține condiția de rezonanță (XI.1.6), plecînd de la ecuația Schrödinger pentru funcția de undă a electronului individual, ce are momentul magnetic $\boldsymbol{\mu}$

$$i\hbar(\partial\psi/\partial t) = \mathcal{H}\psi = -\mu_0\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}(t)\psi = -\gamma\hbar\mu_0[H_0 S_z + H_1 \exp(-i\omega t S_z) S_z \exp(i\omega t S_z)]\psi. \qquad \text{(XI.1.8)}$$

Transcriind relația (XI.1.8) într-o reprezentare care corespunde sistemului rotitor, cu viteza unghiulară ω, față de sistemul de laborator, avem:

$$\psi = \psi' \exp(i\omega t S_z) = \mathbf{U}\psi', \qquad \text{(XI.1.9)}$$

$$\mathcal{H}' = \mathbf{U}^{-1}\mathcal{H}\,\mathbf{U} - i\mathbf{U}^{-1}\,\mathbf{U}. \qquad \text{(XI.1.10)}$$

Ultimul termen din partea dreaptă a relației (XI.1.10) reprezintă echivalentul cuantic al forței Coriolis, ce apare la rotația relativă a două sisteme de coordonate. Ținînd seama de (XI.1.9) și (XI.1.10), ecuația (XI.1.8) se scrie

$$i\hbar(\partial\psi'/\partial t) = -[\hbar(-\omega + \gamma B_0)S_z + \gamma\hbar B_1 S_z]\psi'. \qquad \text{(XI.1.11)}$$

Această relație poate fi interpretată (fig. XI.3) ca descriind cuplajul spinilor cu un cîmp magnetic efectiv, independent de timp

$$\mathbf{B}_{ef} = \mathbf{i}B_1 + \mathbf{k}(B_0 - \omega/\gamma). \qquad \text{(XI.1.12)}$$

În sistemul de coordonate rotitor (X, Y, Z) momentul magnetic va fi cuantificat în lungul lui $\mathbf{B}_{ef}$. Energia între nivelele Zeeman este dată de $\gamma\hbar B_{ef}$. Condiția de rezonanță corespunde celei mai mici valori a cîmpului efectiv, respectiv cînd $B_{ef} = B_1$, pentru care $\omega = \gamma B_0$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În acord cu (XI.1.11), la rezonanță, avem

$$\psi(t) = \exp(i\omega_t t S_z) \exp(i\gamma B_1 S_x t)\psi(0). \qquad \text{(XI.1.13)}$$

Valoarea medie a componentei z a operatorului moment magnetic este

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \int \psi^*(t)\, \mu_z \psi(t)\, dt = -\langle \mu_z(0) \rangle \sin \gamma B_1 t + \langle \mu_z(0) \rangle \cos \gamma B_1 t. \qquad \text{(XI.1.14)}$$

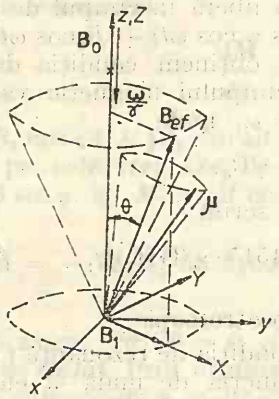


Fig. XI.3. — Mișcarea de precesie a momentului magnetic și condiția de rezonanță.

Valoarea medie a magnetizării μ_z în sistemul rotitor oscilează în jurul lui B_1, între $\langle \mu_z(0) \rangle$ și $-\langle \mu_z(0) \rangle$.

Din cauza cuantificării spațiale, spinul electronic efectuează tranziții între stările $m_s = \pm 1/2$. Fenomenul de rezonanță are loc însă între momente magnetice aflate în interacție reciprocă cît și cu celelalte grade de libertate ale substanței, înglobate sub denumirea de *rețea*. Ca urmare a interacției cu rețeaua, distribuția spinilor pe cele două nivele Zeeman se face aproximativ după o relație de tip Maxwell-Boltzmann. Deși probabilitățile de tranziție $W(+1/2 \to -1/2)$ și $W'(-1/2 \to +1/2)$ sînt egale, numărul tranzițiilor $-1/2 \to +1/2$ este mai mare decît cel al tranzițiilor $+1/2 \to -1/2$ și astfel are loc o absorbție netă de energie de la un cîmp de microunde rezonant. Dacă relaxarea spin-rețea nu este foarte rapidă creșterea puterii de microunde conduce la egalizarea populațiilor nivelelor energetice. Apare astfel *fenomenul de saturație*, evidențiat experimental prin scăderea puterii de microunde absorbite.

Studiul dinamicii sistemului de spini este o problemă complexă, parțial rezolvată, care poate fi abordată atît fenomenologic folosind ecuațiile Bloch [5] sau ecuațiile de viteză [7] cît și cuanto-mecanice cu ajutorul matricei de densitate [8]. Bloch [5] consideră un sistem de momente magnetice supuse simultan acțiunii cîmpului static $\mathbf{B}_0$ și a cîmpului de microunde $\mathbf{B}_1(t)$, cu frecvența $\omega_0 = \gamma B_0$. Dacă cîmpul $B_1(t)$ are forma unui puls, momentele individuale vor executa o mișcare de precesie, în fază, în jurul lui $\mathbf{B}_0$. În același timp magnetizarea se va depărta de direcția lui $\mathbf{B}_0$. La încetarea acțiunii lui $\mathbf{B}_1(t)$, componenta M_z a magnetizării tinde să revină la valoarea de echilibru $M_z = \chi_0 H_0$. Revenirea la valoarea de echilibru este descrisă de constanta de timp T_1 denumită *timp de rela-*

xare longitudinal sau *spin-rețea*. Aceasta caracterizează schimbul de energie între sistemul de spini și rețea.

Evoluția în timp a componentelor transversale M_x și M_y ale magnetizării este descrisă de *timpul de relaxare transversal* sau *spin-spin*, T_2. Acesta caracterizează schimburile energetice din interiorul sistemului de spini. Aceste schimburi energetice apar între spinii ce „simt" în mod diferit cîmpul magnetic static $\mathbf{B}_0$, ca urmare a prezenței cîmpurilor locale. Evoluția în timp a lui M_x și M_y este descrisă de $\mathrm{d}M_x/\mathrm{d}t = -M_x/T_2$ și respectiv $\mathrm{d}M_y/\mathrm{d}t = -M_y/T_2$. Ca urmare a distribuției cîmpurilor locale ΔB_0 apare o distribuție $\Delta\omega$ a frecvenței Larmor și deci $T_2 \propto \Delta\omega^{-1} = (\gamma \Delta B_0)^{-1}$. Timpul T_2 caracterizează defazarea mișcărilor de precesie ale spinilor în jurul cîmpului $\mathbf{B}_0$. Sub acțiunea cîmpului $\mathbf{B}_1(t)$, ce acționează continuu asupra probei, evoluția magnetizării sistemului este descrisă de ecuația Bloch

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B} - \frac{M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1}\mathbf{k}. \qquad \text{(XI.1.15)}$$

Pentru un sistem fizic liniar, răspunsul la un cîmp polarizat liniar de forma $2H_1 \exp(\mathrm{i}\omega t)$ se poate scrie

$$\mathbf{M}(\chi) = \mathrm{Re}\{\chi 2\mathbf{H}_1 \exp(\mathrm{i}\omega t)\}, \qquad \text{(XI.1.16)}$$

unde $\chi = \chi' + \mathrm{i}\chi''$ este susceptivitatea dinamică a sistemului. Viteza medie cu care este absorbită puterea de microunde va fi $\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} 2B_1 \exp(\mathrm{i}\omega t)\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t = 2\omega\chi'' B_1^2/\mu_0$. Expresia lui χ'' poate fi dedusă din ecuațiile Bloch în condiții staționare $\chi'' = (1/2)\chi_0\omega_0 T_2[1 + T_2^2(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2]^{-1}$. Puterea absorbită este atunci

$$P = \frac{\omega\omega_0\chi_0 T_2 B_1^2 \mu_0^{-1}}{1 + T_2^2(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}. \qquad \text{(XI.1.17)}$$

Procesele de relaxare sînt destul de complexe. În general procesele de relaxare spin-spin sînt mult mai rapide ca cele spin-rețea. Procesele de relaxare spin-rețea conțin cele mai multe informații cu privire la interacțiile sistemului de spin cu mediul ambiant. Prezentăm în figura XI.4 procesele de relaxare ale centrilor paramagnetici diluați în matrice izolatoare diamagnetice [9]. Acestea evidențiază modul de disipare a energiei absorbite de ansamblul de spini rezonanți S. Dacă un sistem de spini S' are aceeași frecvență de rezonanță cu spinii S, atunci schimbul de energie între cele două sisteme este caracterizat prin timpul de relaxare spin-spin T_2. În cazul unui sistem de spini S'' ce nu rezonează, energia poate fi transferată de la S la S'' printr-un *mecanism de difuzie*. Acesta implică și un schimb de cuante cu rețeaua, cu o constantă de timp τ_d cu $T_2 < \tau_d < T_1$. Dacă separația în energie între nivelele sistemului S'' este un multiplu al celei între nivelele de energie ale spinilor S, atunci o tranziție a spinului S'' este determinată de mai multe tranziții ale spinului S. În acest caz avem un proces de *relaxare armonică încrucișată*.

Procesele de relaxare spin-spin, difuzia de spin și relaxarea încrucișată, în ordinul unu, nu depind de temperatură ci numai de valoarea cîmpului magnetic la care au loc tranzițiile.

Admitem că rețeaua poate fi reprezentată de un sistem de excitații elementare, fononii fiind distribuiți după un spectru Debye, energia maximă

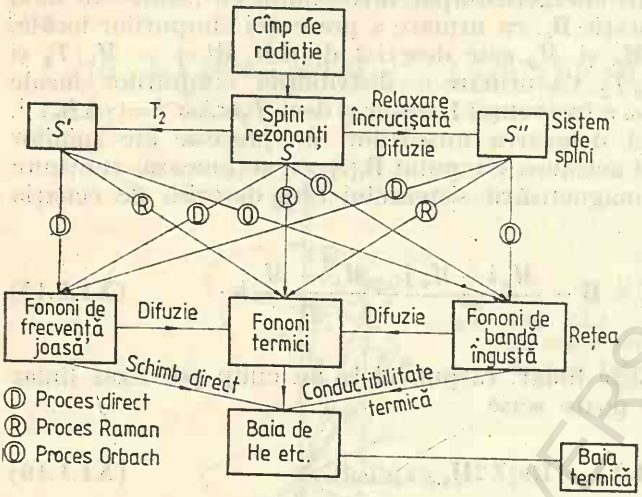


Fig. XI.1. — Procese de relaxare ale centrilor paramagnetici diluați în matrice diamagnetice.

$k_B\theta_D$ fiind independentă de temperatură. În procesul de *relaxare direct*, spinii schimbă energia cu rețeaua, prin emisia unui fonon ce are exact energia de rezonanță. În *procesul Raman* spinii interacționează simultan cu două moduri de vibrație, avînd frecvențe diferite comparativ cu cea de rezonanță. Se absoarbe și respectiv se emite un fonon, astfel că diferența de energie corespunzătoare $h(\nu_1 - \nu_2)$ este absorbită sau emisă de sistemul de spini ce efectuează tranziția. La acest proces participă toți fononii Debye. Probabilitatea acestui proces (de ordinul doi) este mai mică decît a procesului direct totuși acesta este eficient în anumite domenii de temperatură.

Un proces de ordinul doi *rezonant* sau *direct în cascadă* (proces Orbach) poate avea loc atunci cînd există un nivel energetic apropiat de cele două nivele ale sistemului de spini între care are loc tranziția. Energia Δ ce separă al treilea nivel de nivelele fundamentale trebuie să satisfacă condiția $\Delta < k_B\theta_D$. Procesul are loc prin excitarea unui spin de pe unul din nivelele fundamentale, pe nivelul al treilea, prin absorbția unui fonon și dezexcitarea, prin emisia unui fonon de energie puțin diferită (proces Orbach). Procesul Orbach are în vedere o bandă îngustă de fononi, de energie ridicată, centrată în jurul valorii Δ. În procesul Raman (spre deosebire de cel de tip Orbach) relaxarea se face printr-un nivel intermediar virtual. Deoarece la acest proces poate fi folosit orice nivel virtual, participă mai mulți fononi comparativ cu procesul Orbach. Procesele direct și respectiv Orbach sînt eficiente la temperaturi scăzute, iar procesul Raman devine preponderent la temperaturi ridicate.

Procedeul experimental RPE constă în a așeza proba într-o cavitate care servește la concentrarea cîmpului de microunde. Sursa de microunde este reglată la frecvența de rezonanță a cavității și are o valoare constantă. Cîmpul magnetic extern B_0 se modifică pînă este satisfăcută condiția de rezonanță (XI.1.6). Acest fapt poate fi evidențiat prin măsura-

rea factorului Q al cavității, în condițiile în care puterea de microunde este absorbită de sistemul paramagnetic. Pentru valori $g = 2{,}0$ și $\nu = 10$ GHz, condiția de rezonanță este satisfăcută pentru o valoare $B_0 \simeq 3{,}5$ kG (0,35 T), cîmp de inducție ce poate fi ușor obținut în condiții de laborator. Majoritatea cercetărilor prin RPE s-au făcut în domeniul de frecvență (1—100) GHz. Cele mai des folosite frecvențe sînt 9 GHz (banda X), 24 GHz (banda K) și 35 GHz (banda Q).

În studii de rezonanță paramagnetică electronică, în principal, pot fi întîlnite două tipuri de linii: de formă *lorentziană* și respectiv *gaussiană*. Lărgimea liniei de rezonanță este determinată de timpul de viață al spinului necuplat, pe un anumit nivel de energie. Acesta este condiționat de interacțiile spin-spin, spin-rețea cît și de interacțiile de schimb.

Pentru forme lorentziene, lărgimea liniei între punctele de înclinare maximă este $\Delta\omega_{max} = 1{,}154\ T_2^{-1}$ ($\Delta B = \Delta\omega_{max}\gamma^{-1}$) iar lărgimea liniei la jumătatea înălțimii este $\Delta\omega_{1/2} = 2T_2^{-1}$. Pentru forme gaussiene, lărgimea liniei între punctele de înclinare maximă este $\Delta\omega_{max} = 2{,}5T_2^{-1}$ și cea la jumătatea înălțimii $\Delta\omega_{1/2} = 2{,}952\ T_2^{-1}$.

În afară de procesele de relaxare menționate, pot exista și alte cauze care conduc la lărgimea liniei, printre care menționăm cuplajul hiperfin, fenomene de saturație, neomogenitatea rețelei cristaline, interacțiile între ionii paramagnetici constituienți etc.

Forma spectrelor de rezonanță este influențată și de interacțiile hiperfine cît și de cuplajul fin. Cuplajul hiperfin (paragraful IV.5) descrie interacțiile magnetice dintre electronul cu spin necuplat și nucleul atomului considerat. Cuplajul hiperfin despică fiecare nivel electronic în $2I + 1$ nivele (I este numărul cuantic al spinului nuclear). Aceasta se va reflecta în forma spectrului, care va conține $2I + 1$ linii egale în intensitate și echidistante. Dacă electronul „include" în orbita sa mai multe nuclee identice, numărul de linii și intensitățile lor relative depind de gradul de localizare al electronului în raport cu fiecare din nucleele considerate. În cazul cînd nucleele nu sînt identice se poate calcula de asemenea cîmpul hiperfin pentru cazul în care electronul cuprinde în orbita sa diferite specii de nuclee. Pentru $I > 1/2$ apare și o interacție electrostatică între momentul cuadrupolar nuclear și gradientul cîmpului electrostatic la nucleu. Această interacție va produce o deplasare proporțională cu I^2, efectul fiind însă în general neglijabil.

În substanțe cristaline, asupra ionului considerat, acționează un cîmp electrostatic cristalin; nivelele orbitale se descompun. Pentru un număr cuantic orbital L pot apare $2L + 1$ nivele. Sub efectul comun al cîmpului electrostatic cristalin și al cuplajului spin-orbită, se poate ridica degenerarea de spin, parțial sau chiar total ($S \geqslant 1$), în absența cîmpului magnetic extern. Sub acțiunea cîmpului magnetic constant, în spectru apar mai multe linii deoarece, ca urmare a despicării produse de acesta, pot apare noi nivele de energie (capitolul V). Condiția de tranziție la rezonanță între aceste nivele se realizează pentru mai multe valori ale cîmpului magnetic extern, la aceeași valoare a cîmpului de microunde. Aceste linii formează structura fină a spectrelor.

În figura XI.5a prezentăm o linie de rezonanță tipică. De obicei în experiențe se înregistrează derivata acesteia. Parametrii de interes ai spectrelor de rezonanță sînt:

(1) Factorul g de despicare spectroscopică care dă informații cu privire la contribuția mișcării de spin și respectiv orbitale la momentul

magnetic. Acesta, în materiale cristaline este o mărime tensorială. Ca atare, se pot obține informații cu privire la simetria cîmpurilor locale ce acționează asupra electronului cu spin necuplat.

(2) Integrala curbei de intensitate, respectiv mărimea absorbției (aria de sub curba de absorbție) este determinată de numărul de electroni necuplați din proba studiată.

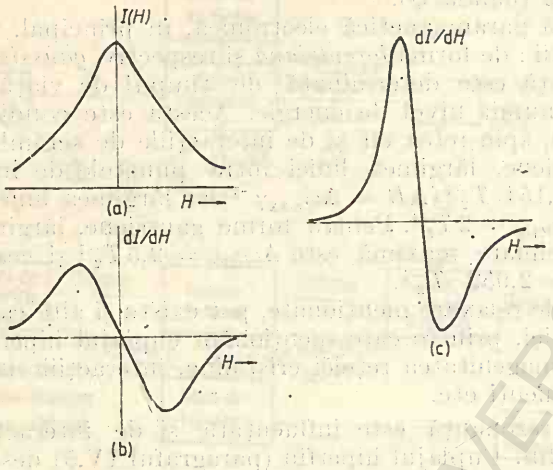


Fig. XI.5. — Linie de rezonanță de tip lorentzian (a), derivata acesteia (b) și respectiv derivata liniei de rezonanță într-un eșantion metalic (c).

(3) Lărgimea și forma liniei depind de mărimea și natura interacțiilor magnetice și de dipol electric.

(4) Componenta fină dă informații cu privire la cîmpul cristalin și detalii de structură.

(5) Numărul de componente ale structurii hiperfine și raportul intensităților lor furnizează informații cu privire la nucleele atomice ce se află în vecinătatea imediată a electronului cu spin necuplat iar distanța între componentele hiperfine reflectă vecinătatea electronului și tipurile de legătură cu vecinii.

(6) Dependența parametrilor spectrelor RPE de orientarea probei, permite să se obțină informații cu privire la poziția electronului ionului în raport cu alți constituenți ai substanței cît și asupra interacțiilor între aceștia și ionul considerat.

Deoarece există lucrări în limba română [2—4] ce analizează problema rezonanței în materiale izolatoare și informațiile obținute folosind această metodă, în cele ce urmează vom discuta problema *rezonanței în sisteme metalice*, care pune probleme speciale. În acest caz adîncimea de pătrundere a cîmpului de microunde în metal, este mică. Pentru $\nu_0 = 9{,}3$ GHz, $\sigma \simeq 10^6 \Omega^{-1} cm^{-1}$, $\mu = \mu_0$, rezultă $\delta = (\pi \sigma \mu \nu)^{1/2} \simeq 3 \cdot 10^{-6}$ m. Aceasta este cu mult mai mică ca grosimea probelor și ca atare fenomenul de rezonanță are loc numai la suprafață. Pentru a crește volumul materialului ce contribuie la procesul de rezonanță, aceasta se mărunțește, se trece prin site fine și apoi se înglobează în grăsime siliconică atît pentru a se evita oxidarea cît și a reduce pierderile prin efect pelicular.

Ca urmare a efectului pelicular, linia de rezonanță nu va mai avea o formă simetrică (lorentziană sau gaussiană) și poziția de rezonanță nu coincide cu maximul curbei (fig. XI.5c). Pe de altă parte, lărgimea liniei măsurată din spectru nu corespunde cu valoarea reală.

Primele studii asupra formei liniei de rezonanţă în sisteme metalice se datoresc lui Dyson [10], forma caracteristică rezonanţei în sisteme conductoare fiind cunoscută sub denumirea de *linie dysoniană*. Acesta analizează fenomenul de rezonanţă în probe plane, pentru diferite adîncimi de pătrundere a efectului pelicular, grosimi şi timpi de relaxare. Măsurătorile experimentale [11] confirmă acest model. Webb [12] analizează forma liniei de rezonanţă în probe sferice.

Linia dysoniană este compusă dintr-o combinaţie liniară de efecte de absorbţie cît şi de dispersie ($\chi' + \alpha\chi''$) atît pentru linia înregistrată ca o absorbţie de energie cît şi pentru derivata acesteia. Pentru cazul cînd linia de plecare este de formă lorentziană, combinaţia liniară a derivatelor liniei normate este descrisă de

$$F'(x) = \frac{2x}{(1+x^2)^2} + \alpha\frac{1-x^2}{(1+x^2)^2}\ ;\ x = b_r/DB, \qquad \text{(XI.1.18)}$$

unde b_r este cîmpul magnetic măsurat de la valoarea de rezonanţă.

Separarea efectelor de absorbţie cît şi de dispersie s-a făcut de Peter şi colab. [13], rezultatele analizei fiind prezentate sub formă de nomograme. Pifer şi Longo [14] studiază, de asemenea, forma liniilor de rezonanţă în metale ce conţin impurităţi paramagnetice, în cazul general al unor interacţii de schimb de mărime arbitrară cît şi a cuplajului hiperfin, comparînd modelul teoretic cu datele obţinute prin rezonanţă prin transmisie în aliajele CuMn.

Prezentăm mai jos rezultatele unor calcule mai recente [15] obţinute în analiza formei liniei. Parametrii de asimetrie şi parametrii liniei dysoniene necesari analizei acesteia, între care se poate stabili o corespondenţă sînt (fig. XI.6): (1) raportul între amplitudinea maximului mai mic şi amplitudinea maximă a semnalului $(Y_{MM} - Y_m)/Y_{MM}$; (2) parametrul ce stabileşte poziţia centrului liniei (Y_0/Y_{MM}); (3) parametrii ce determină lărgimea liniei şi anume raportul lărgimii DB_1 măsurată între vîrfurile derivatei liniei şi lărgimea liniei lorentziene originale (DB_1/DB) şi DB_2 măsurată ca lărgimea liniei la jumătatea înălţimii a primului maxim şi lărgimea reală a liniei (DB_2/DB). Se recomandă însă folosirea pentru determinarea lui DB, a lărgimii liniei măsurată între cele două maxime. Diferenţele între lărgimea liniei obţinute din DB_2 şi DB_1 nu trebuie să depăşească $\pm 10\%$. În figura XI.6 sînt date nomogramele pentru analiza formei liniei cît şi parametrul α din relaţia (XI.1.18), în funcţie de parametrul de asimetrie $(Y_{MM} - Y_m)/Y_{MM}$.

Prima experienţă de rezonanţă paramagnetică electronică în conductori a fost realizată de Owen şi colab. [16], în aliaje CuMn. Yoshida [17], în anul următor, elaborează un model teoretic, în care deplasarea lui g comparativ cu valoarea caracteristică ionului în mediu diamagnetic, este atribuită cuplajului cu polarizarea electronilor de conducţie. Rezultatele experimentale au fost mult timp interpretate în acest model simplu, care presupune că magnetizarea electronilor de conducţie se relaxează suficient de rapid la reţea [18]. Hasegawa [19] subliniază că deplasarea lui g datorită cuplajului de schimb $s-d$, observată prin măsurători de rezonanţă, este condiţionată de mărimea timpului de relaxare spin-reţea. Pentru a studia importanţa diferitelor procese de relaxare, acesta a modificat ecuaţiile fenomenologice Bloch [5], considerînd comportarea dinamică a două sisteme de spin cuplate. Se evidenţiază posi-

bilitatea ca timpul de relaxare a magnetizării electronilor de conducţie în aliaje CuMn să fie mai mare ca cel prezis de deplasarea calculată de Yoshida. Modelul presupune relaxarea spre echilibrul termic. Analiza teoretică de mai sus a fost verificată de Gossard şi colab. [20] şi Gowan [21], care evidenţiază prezenţa fenomenului de „gîtuire" a relaxării.

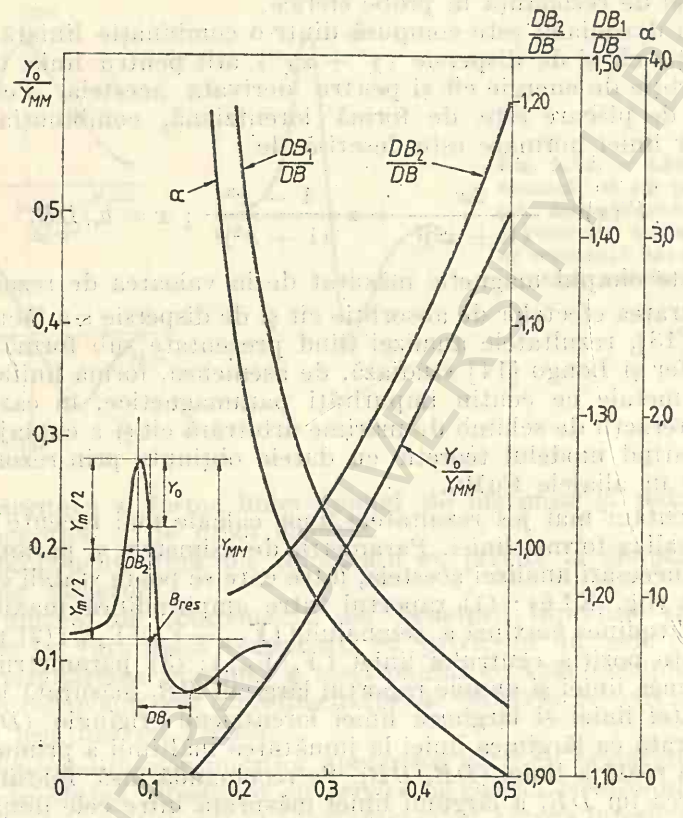


Fig. XI.6. — Nomograme pentru calculul lărgimii liniei DB şi a cîmpului de rezonanţă în probe metalice, pentru linii de formă lorentziană, în funcţie de parametrul $(Y_{MM}-Y_m)Y_{MM}^{-1}$.

Experienţele efectuate asupra aliajelor CuMn şi CuCr [22—24] au confirmat dealtfel, modelul. Spre deosebire de această analiză, în unele lucrări [18, 25—27] se presupune o relaxare spre cîmpul local instantaneu. Acest fapt conduce dealtfel întotdeauna la o energie de absorbţie pozitivă.

Pentru a analiza importanţa proceselor de relaxare şi a evalua interacţiile magnetice, să considerăm un model simplu, ce implică un cuplaj între două sisteme. Frecvenţele modului normal al sistemului cuplat vor depinde de intensitatea cuplajului, frecvenţele oscilatorilor decuplaţi ω_1 şi ω_2 şi amortizarea oscilaţiilor. Spre exemplu să considerăm sistemul din figura XI.7, unde mărimea K caracterizează cuplajul între cele două sisteme de mase m_1 şi m_2. Dacă cele două frecvenţe sînt egale cu ω_0, va apare întotdeauna un mod normal la ω_0, şi un altul la frecvenţe mai ridicate cînd masele se mişcă în opoziţie. Dacă frecvenţele decuplate

sînt destul de diferite, pentru K mic, modurile normale sînt deplasate peste frecvențele decuplate prin o mărime proporțională cu K, fiecare masă oscilînd în alt mod. În problema corespunzătoare de rezonanță, în situația cînd frecvențele sînt egale, este imposibil de a se excita modul în care „masele" se mișcă în opoziție (mod antiferomagnetic). În acest

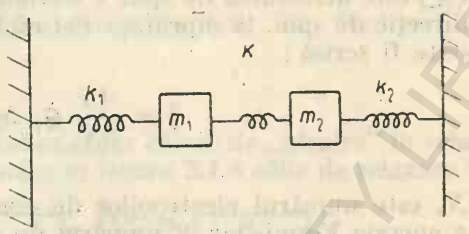


Fig. XI.7. — Analogia oscilatorului armonic cuplat cu problema rezonanței ionilor în materiale conductoare.

caz poate fi observată numai frecvența decuplată și interacția de schimb este „mascată". La introducerea amortizării, situația se modifică. De exemplu, unul din oscilatori poate fi amortizat critic, altul oscilează cu o frecvență de rezonanță deplasată, chiar dacă frecvențele sistemelor sînt egale. Acest fapt deschide posibilitatea de studiu a cuplajului (interacțiilor magnetice) în aliaje, în care frecvențele ionilor și ale electronilor de conducție sînt apropiate [28].

Interacțiile de schimb între ioni și electroni pot da naștere la următoarele efecte: (1) o creștere liniară cu temperatura a lărgimii liniei cauzată de relaxarea magnetizării ionilor; (2) o deplasare a valorilor g determinată de polarizarea statică a electronilor de conducție; (3) o deplasare g de tip Kondo. Sistemul format din ioni și electroni de conducție se comportă analog cu modelul din figura XI.7. Dacă există un cuplaj puternic, nu vor fi observate efecte ale interacțiilor de schimb și ca atare poziția rezonantă nu e deplasată; sistemul prezintă o gîtuire în relaxare. Dacă există un cuplaj mai slab, interacțiile magnetice vor lărgi liniile de rezonanță și respectiv vor deplasa centrul liniei; sistemul se comportă normal. Clasificarea în una din cele două tipuri de comportări, se poate face prin considerarea termenilor de cuplaj și respectiv de decuplaj. Termenii de cuplaj sînt cei dependenți de interacțiile de schimb, ca deplasările g caracteristice ionilor cît și electronilor de conducție, respectiv energiile ionilor și electronilor. Termenii de decuplaj cuprind elemente ce „transportă" energia înmagazinată în sistem ca de exemplu, procesele de relaxare a magnetizării ionilor și electronilor la rețea cît și separația între energii.

Să considerăm pentru început o situație mai simplă cînd interacția de tip $s-d(f)$ este descrisă de hamiltonianul (VII.9.13). Ținînd seama de energia Zeeman $\epsilon_z = -g\mu_B \mathbf{BJ}$, nivelele de energie permise sînt

$$\epsilon = -J_z[g_i\,\mu_B\,B_z + (\mathcal{J}/N)\,\langle\nu\rangle]. \qquad \text{(XI.1.19)}$$

Deoarece $\chi_e B_z = g_e\langle\nu\rangle$, unde prin χ_e am notat susceptivitatea de volum a electronilor de conducție, avem

$$\epsilon = -J_z\left[g_i\,\mu_B\,B_z + (\mathcal{J}/N)\,\frac{\chi_e\,B_z}{g_e}\right]. \qquad \text{(XI.1.20)}$$

Astfel, deplasarea Δg_i față de valoarea g_i caracteristică ionului în mediu diamagnetic [17, 18] este

$$\Delta g_i = \mathcal{J}\eta(\epsilon_F), \tag{XI.1.21}$$

unde $\eta(\epsilon)$ este densitatea de spin a stărilor electronilor de conducție pentru o direcție de spin, la suprafața Fermi. Pentru $g_e=2{,}0$ relația (XI.1.21) mai poate fi scrisă:

$$\mathcal{J} = \frac{4N}{3N_e}\epsilon_F\,\Delta g_i, \tag{XI.1.22}$$

unde N_e este numărul electronilor de conducție pe unitatea de volum, ϵ_F este energia Fermi, iar N numărul de poziții ale rețelei.

Datorită cuplajului de schimb între momentul localizat și electronii de conducție, în absența „gîtuirii", au loc procese de relaxare între cele două sisteme, ce conduc la o dependență de temperatură a lărgimii liniei DB de forma

$$\frac{DB}{T} = \frac{g_e\,\pi k_B}{\mu_B}\left(\frac{\Delta g_i}{g_i}\right)^2. \tag{XI.1.23}$$

Relațiile de mai sus au fost obținute admițînd că integrala de schimb este constantă și neglijînd efectul interacțiilor electron-electron. Vom considera mai jos o situație mai complexă în care hamiltonianul sistemului este descris de (VII.9.12). Pentru valori k și k′ situate în apropierea suprafeței Fermi, integrala de schimb $\mathcal{J}(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ poate fi dezvoltată în armonice sferice

$$\mathcal{J}(\mathbf{k},\mathbf{k}') = \sum_l (2l+1)\,\mathcal{J}_l(|\mathbf{k}|,|\mathbf{k}'|)\,P_l(\cos\theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}), \tag{XI.1.24}$$

unde prin $\theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ am notat unghiul între k și k′.

Expresia susceptivității amplificate generalizate, a electronilor de conducție (capitolul VII.14) este $\chi(q,\omega) = \chi_0(q,\omega)[1-\mathcal{I}(q)\chi_0(q,\omega)]^{-1}$, unde $\mathcal{I}(q)$ descrie energia de corelație a perechii pentru spinii paraleli și antiparaleli, iar $q = |\mathbf{k}-\mathbf{k}'|$ [30]. Un cîmp magnetic extern, uniform ($q=0$) polarizează spinii electronilor de conducție. Conform cu relația (VII.9.19), aceasta se manifestă ca un cîmp efectiv acționînd asupra momentului localizat și similar cu analiza de mai sus, conduce la o deplasare Δg_i ce generalizează relația (XI.1.21) [31, 32]

$$\Delta g_i = \frac{\eta(\epsilon_F)}{1-\mathcal{I}(0)\chi_0(0,0)}\,[\mathcal{J}_0 + 3\mathcal{J}_1 + 5\mathcal{J}_2 + \ldots]. \tag{XI.1.25}$$

Lărgimea liniei de rezonanță, ca urmare a relaxărilor ion-electron, se scrie [33]

$$DB = \frac{\pi}{g_e\,\mu_B}\,\eta^2(\epsilon_F)\,\langle \mathcal{J}^2_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}\rangle_{\text{med}} k_B T, \tag{XI.1.26}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde media se ia după suprafaţa Fermi

$$\langle \mathcal{J}^2_{kk'} \rangle_{med} = 2 \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1)\, \mathcal{J}_l \mathcal{J}_{l'} \int_0^1 \frac{P_l(1-2x^2)\, P_{l'}(1-2x^2)\, x dx}{[1-\alpha \mathcal{J}_r(q)\, G(x)]^2}, \tag{XI.1.27}$$

unde $x = q/2k_F$, $\mathcal{J}_r(q) = \mathcal{J}(q)/\mathcal{J}(0)$, $\alpha = \mathcal{J}(0)\chi(0, 0)$ iar $G(x) = \frac{1}{2}\left\{1 + (1-x^2)\ln\left[\left|\frac{1+x}{1-x}\right|\right]/2x\right\}$.

În general, în sisteme metalice, apar efecte de „gîtuire" în relaxarea magnetizării. Schematic, prezentăm în figura XI.8 căile de relaxare implicate în ecuaţiile de tip Bloch. Interacţiile de schimb $s - d(f)$ de tipul (VII.9.9) dau naştere la procese de relaxare caracterizate prin timpii $T_{ie} = \delta_{ie}^{-1}$ de la spinii ionului localizat la spinii electronilor de conducţie

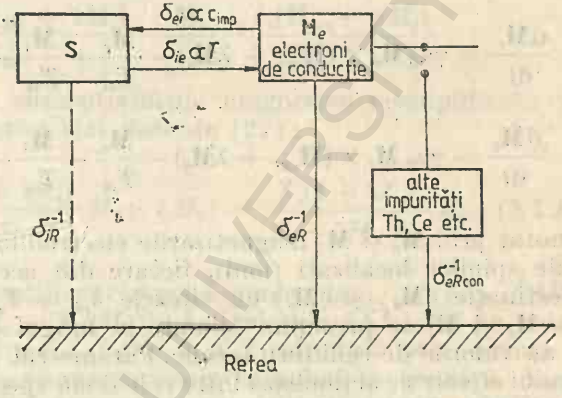


Fig. XI.8. — Procese de relaxare în rezonanţa paramagnetică electronică în materiale conductoare.

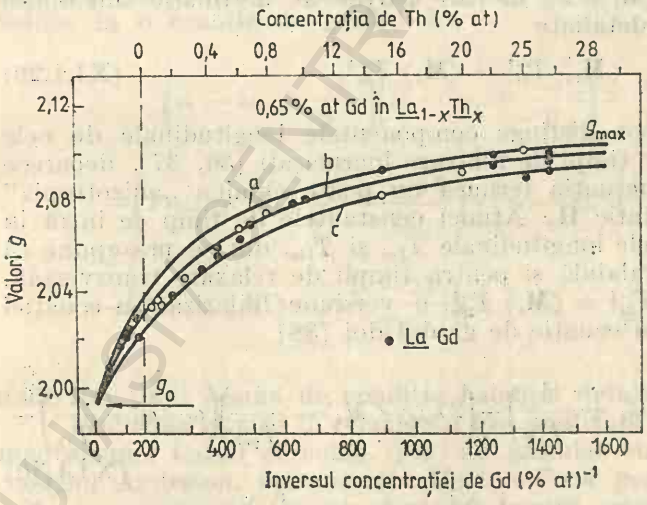


Fig. XI.9.— Influenţa conţinutului de gadoliniu şi respectiv de toriu (pentru aliajul LaGd (0,65% at Gd)) în deschiderea relaxării magnetizării electronilor de conducţie la reţea. Prin linii continue (a), (b) şi (c) s-au reprezentat curbele teoretice calculate cu ajutorul relaţiilor (XI.1.33) pentru diferite valori $\delta_{ei} = (7-9) \cdot 10^{13}\ s^{-1}$ şi $\delta^0_{eR} = 7 \cdot 10^{11}\ s^{-1}$.

şi concomitent un timp de relaxare $T_{ei} = \delta_{ei}^{-1}$ caracterizînd procesul opus. Fiecare specie de spin este cuplată direct la reţea. Relaxarea magnetizării electronilor de conducţie poate fi îmbunătăţită prin scăderea concen-

trației de ioni paramagnetici sau prin introducerea în sistem a unui metal [34], care scade timpul de relaxare a magnetizării electronilor de conducție la rețea $T_{eR\text{con}} = \delta_{eR\text{con}}^{-1}$. Această comportare schițată în figura XI.8 este evidențiată în datele din figura XI.9. Prin g_0 s-a evidențiat valoarea g în gadoliniu pur. În aliajele diluate LaGd valoarea g crește (ca urmare a distrugerii efectului de gîtuire) pe măsură ce scade conținutul în gadoliniu, pînă la valoarea $g_{\max}$. „Gîtuirea" în relaxare poate fi ridicată și prin introducerea de toriu în aliajul LaGd cu 0,65%at Gd.

O chestiune controversată o constituie „destinația" relaxării în setul de ecuații fenomenologice [35]. În funcție de această destinație, se așteaptă diferite rezultate în ce privește condiția de rezonanță.

(a) Să considerăm pentru început situația în care relaxarea are loc *spre echilibrul termic* [19]. În acest caz avem:

$$\frac{d\mathbf{M}_e}{dt} = \gamma\mu_0 \mathbf{M}_e \times (\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_i) - \frac{\mathbf{M}_e}{T_{ei}} + \frac{\mathbf{M}_i}{T_{ie}} - \frac{1}{T_{eR}}(\mathbf{M}_e - \langle\mathbf{M}_e\rangle),$$

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = \gamma\mu_0 \mathbf{M}_i \times (\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_e) - \frac{\mathbf{M}_e}{T_{ei}} - \frac{\mathbf{M}_i}{T_{ie}} - \frac{1}{T_{iR}}(\mathbf{M}_i - \langle\mathbf{M}_i\rangle). \tag{XI.1.28}$$

Am notat prin $\mathbf{M}_e$ și $\mathbf{M}_i$ magnetizările electronilor de conducție și respectiv ale spinilor localizați (ioni), fiecare din acestea relaxînd la vectorii de destinație $\langle\mathbf{M}_e\rangle$ și $\langle\mathbf{M}_i\rangle$ cu vitezele $\delta_{eR} = T_{eR}^{-1}$ și $\delta_{ie} = T_{ie}^{-1}$. Magnetizările $\mathbf{M}_e$ și $\mathbf{M}_i$ se presupun aliniate în lungul cîmpului magnetic static $\mathbf{H}_0$ și au valorile de echilibru termic. Parametrul λ caracterizează mărimea cîmpului efectiv ce acționează între cele două specii de spini $\lambda = \mathfrak{J}(2\mu_0\mu_B^2)^{-1}$. Cîmpul $\mathbf{H}_{ext}$ însumează cîmpul static $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B}_0/\mu_0$ și cel de microunde $\mathbf{H}_1 = \mathbf{B}_1/\mu_0$. Termenii de relaxare încrucișată (în (XI.1.28), respectiv $-\mathbf{M}_e/T_{ei} + \mathbf{M}_i/T_{ie}$, reprezintă o expresie simplificată a lui $-(\mathbf{M}_e - \langle\mathbf{M}_e\rangle)/T_{ei} + (\mathbf{M}_i - \langle\mathbf{M}_i\rangle)/T_{ie}$ în care părțile de destinație sînt omise ca urmare a balanței detaliate

$$\langle\mathbf{M}_e\rangle T_{ei}^{-1} = \langle\mathbf{M}_i\rangle T_{ie}^{-1}. \tag{XI.1.29}$$

În realitate se pot distinge componentele longitudinale de cele transversale ale acestor timpi de relaxare încrucișați [36, 37], deoarece pentru $k_BT \ll 2\mu_i B_0$, fluctuația termică nu poate elimina „anizotropia" introdusă de cîmpul static $\mathbf{H}_0$. Atunci constantele de timp ce intră în relația (XI.1.29) sînt cele longitudinale T_{1ei} și T_{1ie}, dar se presupune că relația (XI.1.29) este valabilă și pentru timpii de relaxare transversali. Ținînd seama că $\langle\mathbf{M}_e\rangle T_{2ei}^{-1} = \langle\mathbf{M}_i\rangle T_{2ie}^{-1}$, o versiune liniarizată a ecuației (XI.1.28) se reduce la o ecuație de gradul doi [38]

$$\left(\omega - \omega_i + \frac{i}{T_{iR}}\right)\left(\omega - \omega_i + \frac{i}{T_{eR}}\right) - \left(2\lambda\mu_0\gamma_i\langle M_i\rangle - \frac{i}{T_{2ei}}\right)\left(\omega - \omega_i + \frac{i}{T_{iR}}\right) -$$

$$- \left(2\lambda\gamma_e\,\mu_0\langle\mathbf{M}_e\rangle - \frac{i}{T_{2ie}}\right)\left(\omega - \omega_e + \frac{i}{T_{eR}}\right) = 0, \tag{XI.1.30}$$

unde γ_i, γ_e sînt factorii giromagnetici.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

(b) Dacă relaxarea are loc spre valoarea de *echilibru local, instantaneu*, avem [18, 27]:

$$\frac{d\mathbf{M}_e}{dt} = \gamma\mu_0 \mathbf{M}_e \times (\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_i) - \frac{\mathbf{M}_e - \chi_e(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_i)}{T_{ei}} +$$

$$+ \frac{\mathbf{M}_i - \chi_e(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_e)}{T_{ie}} - \frac{\mathbf{M}_e - \chi_e(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_e)}{T_{eR}},$$

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = \gamma\mu_0 \mathbf{M}_i \times (\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_e) + \frac{\mathbf{M}_e - \chi_i(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_i)}{T_{ei}} - \tag{XI.1.31}$$

$$- \frac{\mathbf{M}_i - \chi_i(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_e)}{T_{ie}} - \frac{\mathbf{M}_i - \chi_i(\mathbf{H}_{ext} + \lambda\mathbf{M}_i)}{T_{iR}}.$$

Am notat prin χ_e și χ_i susceptivitățile magnetice neamplificate prin schimb. Magnetizările statice sînt date de [27]:

$$\langle M_e \rangle = \frac{\chi_e(1 + \lambda\chi_i)}{1 - \lambda^2\chi_i\chi_e} H_0; \quad \langle M_i \rangle = \frac{\chi_i(1 + \lambda\chi_e)}{1 - \lambda^2\chi_i\chi_e} H_0, \tag{XI.1.32}$$

care sînt soluții ale ecuațiilor cîmpului molecular: $\langle M_e \rangle = \chi_e(H_0 + \lambda\langle M_i \rangle)$, $\langle M_i \rangle = \chi_i(H_0 + \lambda\langle M_e \rangle)$. La relațiile (XI.1.31) se adaugă și condiția balanței detaliate $\chi_e T_{2ei}^{-1} = \chi_i T_{2ie}^{-1}$ introdusă prin cerința stabilității sistemului, deci ca absorbția de rezonanță să fie pozitivă. Această condiție diferă de cea din (a) deoarece în acea situație se iau valorile magnetizărilor neamplificate prin schimb. În consecință părțile de destinație, în termenul de relaxare încrucișată, nu mai pot fi eliminate. O versiune liniarizată a relațiilor (XI.1.31), pentru componentele transversale, se reduce la o ecuație de gradul doi

$$\left(\omega - \omega_i + \frac{i}{T_{iR}}\right)\left(\omega - \omega_e + \frac{i}{T_{eR}}\right) + \frac{\lambda^2\chi_i\chi_e}{T_{eR}T_{iR}} -$$

$$-\left(2\lambda\mu_0\gamma_i\langle M_i \rangle - i\frac{1 + \lambda\chi_e}{T_{2ei}}\right) \cdot \left(\omega - \omega_i + \frac{i}{T_{iR}} - \frac{i\lambda\chi_e}{T_{eR}}\right) -$$

$$-\left(2\lambda\mu_0\gamma_e\langle M_e \rangle - i\frac{1 + \lambda\chi_i}{T_{2ie}}\right)\left(\omega - \omega_e + \frac{i}{T_{eR}} - \frac{i\lambda\chi_i}{T_{iR}}\right) = 0, \tag{XI.1.33}$$

unde am ținut seama de condiția balanței detaliate.

Problema gituirii în relaxare a fost analizată și din punct de vedere microscopic. Caroli și colab. [39] au calculat susceptivitatea de *rf* în modelul Anderson, aproximația Hartree-Fock pentru starea fundamentală și aproximația fazelor aleatoare pentru susceptivitatea magnetică. Această analiză este incompletă ca urmare a absenței efectelor de relaxare. S-a calculat, de asemenea, susceptivitatea unui sistem de spini cuplați pînă în ordinul doi, în constanta de schimb $\mathfrak{J}$, incluzînd explicit în ecuația

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

de mişcare un termen de relaxare a fiecărei magnetizări, spre cîmpul local instantaneu [37, 40]. Acest fapt a fost determinat de cerinţa ca susceptivitatea *rf* pentru un astfel de sistem izotrop să fie egală (cînd frecvenţa ω tinde la zero, deci în limita statică) cu susceptivitatea longitudinală. Se evidenţiază că introducerea conceptului de „cîmp local instantaneu" satisface cerinţele de mai sus cel puţin în ordinul unu în $\mathcal{J}$ şi deci se preferă descrierea (b). S-au dezvoltat şi alte modele [36, 41, 42] în elaborarea unei teorii dinamice exacte, pentru a calcula funcţia de corelaţie a spinului localizat şi de a include şi efecul Kondo. Calculul are semnificaţie numai în cazul în care este adecvată presupunerea că spinii electronilor de conducţie sînt în echilibru termic. Modelul lui Caroli şi colab. [39] a fost dezvoltat să includă efectele de relaxare spin-reţea a electronilor de conducţie. În acest model, condiţia de rezonanţă concordă cu cazul (a). Analiza de tip (a) conduce la o susceptivitate *rf* care nu îndeplineşte condiţia de izotropie. Acest defect [41] provine din alegerea valorilor de echilibru termic pentru $\langle \mathbf{M}_e \rangle$ şi $\langle \mathbf{M}_i \rangle$, independente de timp. Alegerea corectă a acestor valori, pentru care $\chi(\omega)$ satisface condiţia de izotropie poate fi obţinută dacă mărimile de destinaţie urmează vectorial rezultanta tuturor cîmpurilor externe incluzînd şi cîmpul intern.

Timpul de relaxare al momentului localizat la reţea, T_{iR}, este în general foarte mare, astfel că procesele de relaxare sînt determinate de raportul T_{ei}/T_{eR}. În cazul în care relaxarea apare la valoarea de echilibru a magnetizării, în cîmpul local instantaneu, pentru ambele specii de spini [43], în acord cu Hasegawa [19] avem:

$$\Delta g = \Delta g_0 \frac{u^2}{y^2 + (1+u)^2}, \qquad \text{(a)}$$

$$DB = DB_0 \frac{u(1+u) + y^2 u}{(1+u)^2 + y^2}, \qquad \text{(b)} \qquad \text{(XI.1.34)}$$

unde $u = T_{ei} T_{eR}^{-1}$ iar $y = \lambda T_{ei} \gamma_i \chi_i B_0$.

În compuşii pămînturilor rare s-a propus analiza rezultatelor experimentale într-un model cu două benzi [44]. Acest model implică interacţia între electronii $4f$ şi electronii de conducţie avînd caracter s şi respectiv d. Interacţia de schimb $\mathcal{J}_{sf}$ între momentul localizat şi banda de conducţie s este întotdeauna pozitivă. Banda s relaxează puţin la reţea. În probe cu conţinut ridicat de Gd este prezentă o gîtuire în relaxare. Interacţia de schimb $\mathcal{J}_{df}$ între momentul localizat şi banda d, este negativă. Banda d relaxează rapid la reţea, ca urmare a momentului orbital al acestor electroni şi ca atare nu se aşteaptă efecte de gîtuire în relaxare. În această situaţie relaţiile (XI.1.34) trebuie modificate în sensul că $\Delta g = \Delta g_d + \Delta g_s$ iar la DB se adaugă expresia $DB_d = (\pi k_B / g\mu_B) \Delta g_d^2 F_d K_d(\alpha_d)$, unde Δg_d şi Δg_s sînt atribuite interacţiei cu banda d şi respectiv s. Factorul F_d este asociat cu degenerarea nivelelor d ale energiei Fermi. Dacă se neglijează despicarea, de către cîmpul cristalin, a stărilor electronului, avem $F_d = 0{,}2$ [45]. $K_d(\alpha)$ $(a = d, s)$ sînt factorii de amplificare a susceptivităţii electronilor de conducţie a celor două benzi.

Pentru a analiza modul în care relaţiile (XI.1.34) descriu datele experimentale ţinînd seama de interacţiile atît cu banda s cît şi d, vom considera sistemele $(Gd_xY_{1-x})Cu$ şi $(Gd_xY_{1-x})Ag$ [31, 45—47]. În regimul în

care există o gituire parțială în relaxare, deci pentru o concentrație de gadoliniu relativ mică, avem $T_{ci}(s) \gg T_{eR}(s)$ și respectiv termenul în y poate fi neglijat [48]. În această situație $(\Delta g - \Delta g_d)\Delta g_s^{-1} = u^2(1+u)^{-2}$ și $(DB - DB_d)DB_s^{-1} = u(1+u)^{-1}$. O asemenea relație poate fi observată experimental [46] (fig. XI.10). Pentru sistemul (Gd_xY_{1-x}) Cu reținînd

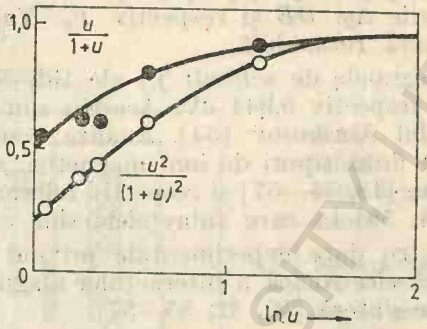


Fig. XI.10. — Comparație între relațiile (XI.1.34) și datele experimentale în aliajele (Gd_xY_{1-x}) Cu, pentru $y \ll u$.

primii doi termeni ai relației (XI.1,24), avem $\mathcal{J}(q) = \mathcal{J}_0 + 3\mathcal{J}_1[1 - (k/2k_F)^2]$, unde $\mathcal{J}_0 = 0{,}06$ eV ($\times 1{,}6 \cdot 10^{-19}$J) și $\mathcal{J}_1 = 0{,}02$ eV ($\times 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J).

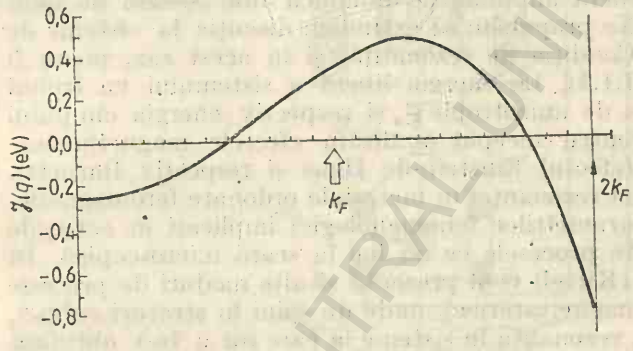


Fig. XI.11. — Dependența de q a integralei de schimb în cazul aliajelor AgMn.

În cazul sistemului AgMn [49] considerînd primii trei termeni, din dezvoltarea (XI.1.24) a lui $\mathcal{J}(q)$, obținem pentru integrala de schimb forma dată în figura XI.11.

La valorile integralei de schimb, mai poate concura și o contribuție de amestec (covalentă) care este întotdeauna negativă [29], alături de cea atomică, pozitivă [50]. Astfel $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{at} + \mathcal{J}_{cov}$.

Metoda rezonanței paramagnetice electronice poate fi folosită, în principiu, pentru evidențierea efectului Kondo. La temperaturi ridicate, unde $\ln T > \ln T_k$, avem [41, 42]:

$$\Delta g(\text{Kondo}) = -(g_i/2)\mathcal{J}^2\eta^2(\epsilon_F)[1 - \ln|k_BT/D|], \quad \text{(a)}$$

$$T_{ie}^{-1}(\text{Kondo}) = (\pi/\hbar)\mathcal{J}^2\eta^2(\epsilon_F)k_BT[1 + 2\mathcal{J}\eta(\epsilon_F)\ln|k_BT/D|]. \quad \text{(b)} \qquad \text{(XI.1.35)}$$

Relațiile (XI.1.35) nu au putut fi verificate prin studii de rezonanță, deoarece în acele sisteme, unde $\mathcal{J}^3\eta^2(\epsilon_F)$, este suficient de mare pentru ca

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

să prezinte o deplasare a lui g în $\ln T$, apare o gîtuire în relaxare și toate deplasările de schimb și lărgimile suplimentare se compensează [51, 37]. Studii de relaxare au permis punerea în evidență a efectului Kondo [52].

Considerînd interacția de schimb constantă, în cazul sistemelor $Eu_xLa_{1-x}Al_2$ și $Gd_xLa_{1-x}Al_2$ [53], s-au determinat integralele de schimb din valorile Δg, DB și respectiv T_K. Valorile $\mathfrak{J}$ astfel obținute sînt în concordanță rezonabilă.

Integralele de schimb $\mathfrak{J}_{sf}$ ale Gd, Er și Dy în Th sînt de 0,042 0,046 și respectiv 0,044 eV. Acestea sînt apropiate de cele determinate în modelul Abrikosov [54]. Analiza comportării RPE în sistemele în care apar două tipuri de ioni magnetici, s-a făcut, considerînd deplasări g indirecte [18, 55—57] și respectiv folosind o aproximație de cîmp molecular [58, 59] în care subrețelele sînt cuplate.

Pentru date experimentale privind studiul prin rezonanța paramagnetică electronică a interacțiilor magnetice în metale se pot consulta lucrări de sinteză [52, 32, 55—57].

XI.2. Rezonanța în sisteme ordonate magnetic

În paragraful precedent am analizat dinamica unui sistem de spini ce interacționează slab. Ne propunem să extindem discuția la sisteme de spini cuplate puternic. Condiția de rezonanță, și în acest caz, poate fi obținută din relația (XI.1.4). La energia liberă a sistemului va trebui să adăugăm însă energia de anizotropie ϵ_a și respectiv energia cîmpului de demagnetizare ϵ_d. Pentru început analizăm efectele magnetomecanice sau giromagnetice (efectul Einstein-de Haas și respectiv Barnett). Considerăm apoi problema rezonanței în materiale ordonate feromagnetic. Analizăm semnificația parametrilor fenomenologici implicați în ecuațiile dinamice ținînd seama de procesele ce au loc la scară microscopică. În afară de modul uniform (Kittel) vom prezenta și alte moduri de precesie a magnetizării (moduri magnetostatice), unde de spini în straturi subțiri, problema antirezonanței, rezonanța în sisteme la care nu a fost obținută saturația magnetică cît și procese de comutare. Studiem apoi prin metode de rezonanță sistemele ordonate antiferomagnetic, ferimagnetic, sau avînd ordonări magnetice mai complexe. Pentru ilustrarea expunerii redăm unele rezultate reprezentative obținute în studiul materialelor magnetice.

XI.2.1. Efecte magnetomecanice

Am evidențiat în paragraful I.4.1, că magnetizarea este produsă prin curenți particulari, respectiv prin mișcarea particulelor încărcate (electroni) de masă m_e. Astfel, momentul magnetic al unui material trebuie să fie legat de cantitatea de mișcare a curenților particulari. Ținînd seama de acestea, se pot imagina două tipuri de experiențe care să permită stabilirea corelației ce există între modificarea magnetizării probei și variația cantității de mișcare a acesteia și anume efectul Einstein-de Haas [60] și respectiv Barnett [61]. Acestea sînt cunoscute sub denumirea de *efecte*

magnetomecanice sau *giromagnetice*, deoarece permit determinarea raportului giromagnetic.

Efectul Einstein-de Haas este folosit în majoritatea experienţelor pentru determinarea raportului giromagnetic. În acest caz, prin inversarea bruscă a sensului cîmpului magnetic ce acţionează asupra unei

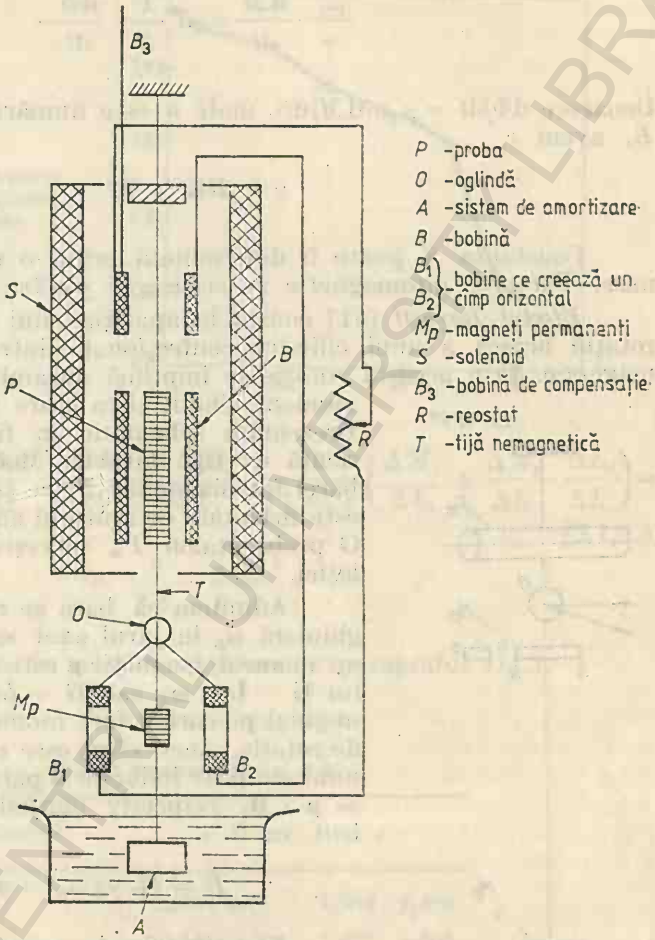


Fig. XI.12 — Schema instalaţiei de măsură a raportului magnetomecanic în experienţe Einstein-de Haas.

bare ordonate magnetic, se inversează magnetizarea acesteia, fapt ce se va reflecta prin apariţia unui cuplu mecanic. În aceste experienţe se foloseşte o metodă de zero [62] (fig. XI.12). Proba P este suspendată de un fir de torsiune. În partea inferioară solidar cu proba se află o tijă nemagnetică T de care este fixată oglinda O, sistemul de amortizare A cît şi un grup de magneţi permanenţi M_p. Bobinele B şi B_3 sînt montate astfel încît, în absenţa probei, f.e.m. indusă în solenoidul S să se anuleze. În prezenţa probei, curentul indus excită bobinele B_1 şi B_2 care acţionează asupra magneţilor M_p, compensînd rotaţia. Curentul indus în bobina B este

$$i = \frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt}. \qquad \text{(XI.2.1)}$$

Curentul ce parcurge bobinele B_1 și B_2 determină apariția unui cuplu $G_1 = Ki$ ce acționează asupra echipajului mobil. Prin reglarea rezistenței R se ajunge la situația în care cuplul G_1 compensează cuplul mecanic indus prin inversarea magnetizării, deci:

$$\frac{\mu_0}{\gamma} \cdot \frac{dM}{dt} = K \frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt}. \qquad \text{(XI.2.2)}$$

Deoarece $d\Phi/dt = \mu_0 n(dM/dt)$, unde n este numărul de spire al bobinei B, avem

$$\gamma = RK^{-1}n^{-1}. \qquad \text{(XI.2.3)}$$

Constanta K poate fi determinată printr-o măsurătoare de etalonare. Factorul giromagnetic se scrie $\gamma = g'e/2m_e$.

Efectul Barnett [61] constă în apariția unui moment magnetic la rotația bruscă a unui cilindru confecționat dintr-un material ordonat magnetic. Prin această rotație se imprimă ansamblului de electroni un moment cinetic și ca atare bara se va magnetiza. Prezentăm schematic în figura XI.13 o experiență de tip Barnett. Modificarea magnetizării barei feromagnetice P, ce se rotește în jurul axei, este măsurată cu ajutorul unui magnetometru M_p. O probă etalon P_m servește la calibrarea instalației.

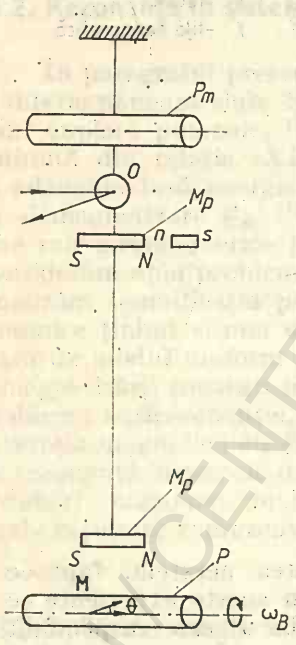


Fig. XI.13. — Schema unei experiențe de tip Barnett.

Admitem că bara se rotește cu viteza unghiulară ω_B în jurul axei sale. Un sistem ce are un moment magnetic $\boldsymbol{\mu}$ este supus acțiunii cuplului $\mathbf{G} = \mathbf{L} \times \boldsymbol{\omega}_B$ sau $G = L\omega_B \sin\theta$, unde θ este unghiul pe care îl face momentul magnetic cu axa de rotație. Acest efect este echivalent cu acela al unui cîmp de inducție $\mathbf{B}$ paralel cu $\boldsymbol{\omega}_B$. Astfel, $\mathbf{G} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$, respectiv cîmpul de inducție echivalent va fi

$$B = (L/\mu)\,\omega_B = g'(e/2m_e)\,\omega_B. \qquad \text{(XI.2.4)}$$

Experiențele de acest tip sînt foarte sensibile, deoarece măsoară cantități foarte mici. Ca atare trebuie luate precauții deosebite, în special pentru ecranarea cîmpului magnetic terestru.

Redăm în figura XI.14 raportul magnetomecanic g' determinat în cazul aliajelor CuNi [64]. Valorile g' sînt mai mici ca 2 și scad liniar odată cu creșterea cantității de cupru, pînă la 24% at Cu. Pentru concentrații mai mari de cupru această scădere este mai rapidă. Din aceste date s-a determinat un moment orbital electronic local de 0,05 μ_B. În tabelul XI.1 redăm valorile g' și g obținute prin studiul efectelor mgnetomecanice și respectiv prin rezonanță feromagnetică asupra unor materiale reprezentative [65].

Să notăm prin M_s contribuția spinului la momentul magnetic al atomului și prin M_0 contribuția orbitală. Similar, L_s și L_o sînt momentele cinetice (a cantității de mișcare) ale mișcării de spin și respectiv orbitale. Dacă $\varepsilon = M_0/M_s = L_o/L_s$, avem

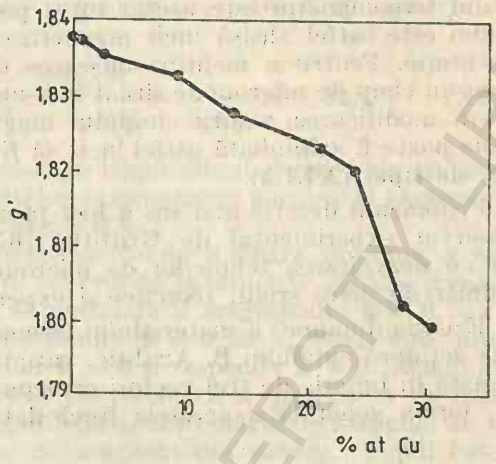


Fig. XI.14. — Dependența de compoziție a valorilor g' la aliajele CuNi.

$$g'\frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta(M_s + M_o)}{\Delta(L_s + L_o)} = \frac{\Delta M_s + \Delta M_o}{(1+\varepsilon)\Delta L_s} = \frac{1}{1+\varepsilon}\left(\frac{\Delta M_s}{\Delta L_s} + \frac{\Delta M_o}{\Delta L_o}\cdot\frac{\Delta L_o}{\Delta L_s}\right) = \tag{XI.2.5}$$

$$= \frac{e}{2m_e}\cdot\frac{2+\varepsilon}{1+\varepsilon},$$

unde am ținut seama de relațiile obținute în paragraful III.3.

TABELUL XI.1.

Valori reprezentative g și g'

Material	g	g'
Fier	2,05—2,09	1,919—1,938
Cobalt	2,18—2,23	1,850—1,866
Nichel	2,17—2,22	1,830—1,837
Cu_2MnAl	2,01	1,99
MnSb	2,10	1,98
$NiO \cdot Fe_2O_3$	2,19	1,84
Supermaloy	2,12—2,20	1,91

Din tabelul XI.1 se evidențiază deviații mici comparativ cu 2 ale valorilor g'. Ca atare, în cazurile examinate, avem $\varepsilon \ll 1$, deci cea mai mare parte a contribuției orbitale este „înghețată". Pentru această situație, prin dezvoltarea în serie a relației (XI.2.5), se obține

$$g' \simeq 2 - \varepsilon. \tag{XI.2.6}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XI 2 2. Rezonanța feromagnetică

Experiențele de rezonanță feromagnetică, în unele privințe sînt asemănătoare cu acelea de rezonanță paramagnetică electronică (fig. XI.1). Cristalul feromagnetic este așezat între polii unui magnet. Intensitatea cîmpului este astfel aleasă încît magnetizarea probei să atingă valoarea de saturație. Pentru a menține mișcarea de precesie, asupra probei va acționa un cîmp de microunde situat într-un plan perpendicular la cîmpul $\mathbf{B}_0$. Prin modificarea valorii cîmpului magnetic static $\mathbf{B}_0$, frecvența de precesie poate fi schimbată astfel încît să fie satisfăcută condiția de rezonanță, de tipul (XI.1.3).

Fenomenul descris mai sus a fost prezis de Landau și Lifshitz [66] și observat experimental de Griffiths [67] și Yager și Bozorth [68], odată cu dezvoltarea tehnicilor de microunde. De atunci s-au efectuat un număr de mare studii teoretice și experimentale.

Ecuația dinamică a materialului feromagnetic descrie răspunsul acestuia la acțiunea cîmpului $\mathbf{B}$. Analitic, variația magnetizării $d\mathbf{M}/dt$ poate fi exprimată în funcție de trei vectori ortogonali $\mathbf{M}$, $(\mathbf{M} \times \mathbf{B})$ și $\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B})$, forma generală a acesteia fiind dată de

$$d\mathbf{M}/dt = \alpha\mathbf{M} - \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B} - \lambda\, \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B}), \qquad \text{(XI.2.7)}$$

unde α, γ și λ sînt funcții scalare ce depind de $\mathbf{M}$, $\mathbf{B}$ și caracteristicile probei.

Landau și Lifshitz [66] presupun că răspunsul magnetizării la acțiunea cîmpului extern este o rotație pură, și deci $\alpha = 0$. În plus se admite că γ și λ sînt constante. În consecință

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma_L\mathbf{M} \times \mathbf{B} - \lambda_L\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B}). \qquad \text{(XI.2.8)}$$

Primul termen descrie o mișcare de precesie, în timp ce termenul al doilea ține seama de amortizarea mișcării de precesie și dă naștere la o mișcare după o direcție perpendiculară la $\mathbf{M}$ și $(\mathbf{M} \times \mathbf{B})$. γ_L reprezintă raportul giromagnetic iar λ_L un termen de relaxare (presupus pozitiv), ce ține seama de gradul de amortizare a mișcării. Relația (XI.2.8) prezice un timp de comutare (inversare a magnetizării) nul, pentru cazul în care amortizarea este infinită, cînd în realitate aceasta trebuie să fie infinit atît pentru amortizare infinită cît și nulă.

Gilbert [69] a propus o formă a ecuației dinamice ce conduce la timpi de comutare infiniți atît pentru amortizarea nulă cît și infinită

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{-\gamma_G}{1+\lambda_G^2 M^2}\mathbf{M} \times \mathbf{B} - \frac{\lambda_G\,\gamma_G}{1+\lambda_G^2 M^2}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B}). \qquad \text{(XI.2.9)}$$

Aceasta poate fi scrisă și sub forma

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_G\mathbf{M} \times \left[\mathbf{B} - \frac{\lambda_G}{\gamma_G}\frac{d\mathbf{M}}{dt}\right]. \qquad \text{(XI.2.10)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relația de mai sus evidențiază că mecanismele de disipare introduc un cîmp magnetic efectiv opus în direcție cîmpului extern și proporțional cu $d\mathbf{M}/dt$.

O altă formă a ecuației dinamice feromagnetice derivă din cea propusă de Bloch pentru materiale paramagnetice. După Bloembergen [70] aceasta are forma

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0\mu_0\mathbf{M}\times\mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}H_0 - MH_0}{T_1}\frac{\mathbf{H}_0}{H_0^2} - \frac{1}{T_2H_0}(\mathbf{M}\times\mathbf{H}_0), \qquad \text{(XI.2.11)}$$

unde T_1 și T_2 sînt timpii de relaxare longitudinal și respectiv transversal, ce descriu relaxarea componentelor magnetizării paralele și respectiv perpendiculare la cîmpul extern $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B}_0/\mu_0$.

Callen [71] analizînd mecanismele de disipare propune o ecuație dinamică, pe care o dezvoltă în funcție de parametrii $\lambda_{0\sigma}$, λ_{0k} și $\lambda_{k\sigma}$. Am notat prin λ_{0k} probabilitatea de anihilare a magnonului $\mathbf{k} = 0$, cu producerea, în mod simultan, a magnonului $\mathbf{k} \neq 0$ iar $\lambda_{0\sigma}$ și $\lambda_{k\sigma}$ sînt probabilitățile de anihilare a magnonilor $\mathbf{k} = 0$ și respectiv $\mathbf{k} \neq 0$. Ecuația dinamică, în acest caz, dă o descriere microscopică a proceselor de relaxare. Ecuațiile dinamice corelează modificarea în numărul de magnoni de vector de undă $\mathbf{k} = 0$, numărul total de magnoni din sistem, cîmpul extern și parametrii intrinseci care caracterizează mecanismul de împrăștiere. Excitarea magnonilor $\mathbf{k} = 0$ rotește magnetizarea macroscopică menținînd constantă mărimea acesteia, în timp ce excitarea magnonilor $\mathbf{k} \neq 0$ descrește mărimea magnetizării. Într-un mediu infinit avem

$$M = M(0) - \gamma h\, n_k; \quad M_z = M(0) - \gamma h(n_0 + n_k), \qquad \text{(XI.2.12)}$$

unde $M(0)$ este valoarea magnetizării la saturație la 0K, n_0 — numărul magnonilor avînd $\mathbf{k} = 0$ iar n_k numărul de magnoni cu $\mathbf{k} \neq 0$.

Pentru a urmări semnificația fizică a constantelor α, γ și λ vom pleca de la forma generală (XI.2.7) a ecuației de mișcare. Pentru aceasta vom considera o sferă avînd factorul de demagnetizare N. Neglijăm energia de anizotropie. Ecuația (XI.2.7) se scrie

$$\frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \alpha\mathbf{M} - \gamma\mathbf{M}\times[\mathbf{H}_0 - N\mathbf{M}] - \lambda\mathbf{M}\times\{\mathbf{M}\times[\mathbf{H}_0 - N\mathbf{M}]\}. \qquad \text{(XI.2.13)}$$

Pentru a determina pe α vom face produsul scalar cu $\mathbf{M}/M$. În acest caz avem $dM/dt = \alpha M$, sau ținînd seama de (XI.2.12) rezultă

$$\alpha = -\frac{\gamma_0 h}{M} n_k. \qquad \text{(XI.2.14)}$$

Pentru a explicita forma lui λ, vom proiecta relația (XI.2.13) pe sistemul de coordonate ζ, ξ și η. Ținînd seama de (XI.2.12) se poate arăta [71] că

$$\frac{1}{n_0}\cdot\frac{dn_0}{dt} + \frac{2\gamma_\theta h}{M}\cdot\frac{dn_k}{dt} = 2\mu_0 M^2\lambda\,\frac{M_\xi^2(h - N_\zeta + N_\xi)^2 + M_\eta^2(h - N_\zeta + N_\eta)^2}{M_\xi^2(h - N_\zeta + N_\xi)^2 + M_\eta^2(h - N_\zeta + N_\eta)}, \qquad \text{(XI.2.15)}$$

unde $h = H_0/M$.

Se constată că λ depinde de n_0, dn_0/dt, n_k și dn_k/dt cît și de componentele magnetizării după direcțiile ξ și η; ca atare λ variază pe parcursul unui ciclu de precesie. În cazul în care λ este mic putem înlocui partea dreaptă a relației (XI.2.15) prin valoarea ei medie, pentru un ciclu al mișcării de precesie. Pentru asimetrii mici ($N_\zeta \simeq N_\eta$) avem

$$\lambda = \left(\frac{1}{n_0}\cdot\frac{dn_0}{dt} + \frac{2\gamma_0 h}{M}\cdot\frac{dn_k}{dt}\right)\left[2\mu_0 M^2\left(h - \frac{3}{2}N_\zeta + \frac{1}{2}\right)\right]^{-1}. \tag{XI.2.16}$$

Relațiile (XI.2.14) și (XI.2.16) leagă ecuația dinamică macroscopică cu reprezentarea de bază a undei de spin (vezi paragraful VII.6).

Constanta γ descrie viteza unghiulară a mișcării de precesie omogene a magnonilor $\mathbf{k} = 0$. Elementele de matrice care cuplează magnonii $\mathbf{k} = 0$, la alte moduri produc nu numai tranzițiile considerate mai sus dar și deplasează ușor frecvența corespunzătoare pentru magnonii $\mathbf{k} = 0$. Astfel avem $\gamma \simeq \gamma_e \simeq \gamma_0$. Ecuația dinamică (XI.2.13) se scrie, deci

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 h\frac{dn_k}{dt}\cdot\frac{\mathbf{M}}{M} - \gamma_e\mu_0\mathbf{M}\times\mathbf{H} - \frac{\dfrac{1}{n_0}\cdot\dfrac{dn_0}{dt} + \dfrac{2\gamma_0 h}{M}\dfrac{dn_k}{dt}}{2M^2\left(h - \dfrac{3}{2}N_\zeta + \dfrac{1}{2}\right)}\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H}). \tag{XI.2.17}$$

Pentru a determina dependența lui dn_0/dt, dn_k/dt și starea sistemului de cîmpul extern și proprietățile materialului, se analizează tipurile principale de procese de împrăștiere ale magnonilor cu rol important în disiparea energiei: (a) procese de împrăștiere magnon-magnon implicînd magnoni $\mathbf{k} = 0$; (b) procese de împrăștiere magnon-magnon ce implică magnoni $\mathbf{k} \neq 0$; (c) procese de împrăștiere magnon-fonon; (d) împrăștierea magnon-electron de conducție. Aceste procese pot fi descrise de un hamiltonian de forma

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'\ldots} [\mathcal{J}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \ldots)\, Q(a_0, a_0^+, a_\mathbf{k}, a_\mathbf{k}^+, a_{\mathbf{k}'}, a_{\mathbf{k}'}^+, \ldots)^2 + \text{complex conjugata}, \tag{XI.2.18}$$

$\mathcal{J}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \ldots)$ descrie interacțiile magnetice iar Q reprezintă un produs al operatorilor de creare și anihilare a magnonilor, specific procesului considerat. Operatorul conjugat hermetic Q^+ descrie procesul invers. Probabilitatea de tranziție pentru un proces este proporțională cu pătratul elementelor de matrice corespunzătoare, respectiv

$$P(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \ldots) = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_f |\mathcal{J}(\mathbf{k}, \mathbf{k}, '\ldots)|^2[|\langle f|Q|i\rangle|^2 - |\langle f|Q^*|i\rangle|^2]\,\delta(\epsilon_f - \epsilon_i), \tag{XI.2.19}$$

unde prin i și f s-au notat stările inițiale și respectiv finale.

Ca exemplu să considerăm procesul de împrăștiere a magnonilor în care aceștia își modifică vectorul de undă. Probabilitatea de anihilare a magnonului $\mathbf{k} = 0$ și de creare a magnonului $\mathbf{k} \neq 0$ este

$$P_{0\mathbf{k}} \simeq |\langle b_\mathbf{k}^+ S_0^-\rangle|^2 - |\langle b_\mathbf{k}^- S_0^+\rangle|^2 \simeq (n_\mathbf{k} + 1)n_0 - n_\mathbf{k}(n_0 + 1) = n_0 - n_\mathbf{k} \simeq n_0. \tag{XI.2.20}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Probabilitatea de anihilare a magnonului $\mathbf{k}$ și creare a unui fonon, similar cu (XI.2.20), este dată de

$$P_{\mathbf{k}\sigma} \simeq (n_\sigma + 1)n_\mathbf{k} = n_\sigma(n_\mathbf{k} + 1) = n_\mathbf{k} - n_\sigma. \qquad \text{(XI.2.21)}$$

În cazul unui proces ce nu conservă vectorul de undă (direct), probabilitatea de anihilare a magnonului $\mathbf{k} = 0$ și a creerii unui fonon este:

$$P_{0\sigma} = |\langle b_\sigma^+ S_0^- \rangle|^2 - |\langle b_\sigma^- S_0^+ \rangle|^2 \simeq (n_\sigma + 1)n_0 - n_\sigma(n_0 + 1) = n_0 - n_\sigma. \qquad \text{(XI.2.22)}$$

Numărul de fononi cu vectorul de undă σ este mic (de ordinul unității) comparativ cu n_0 și deci

$$P_{0\sigma} \simeq n_0. \qquad \text{(XI.2.23)}$$

În general putem considera că

$$\mathrm{d}n_0/\mathrm{d}t = -(\lambda_0\sigma + \lambda_{0k}), \qquad \text{(XI.2.24)}$$

unde $\lambda_{0\sigma}$ și λ_{0k} sînt produse de pătrate ale elementelor de matrice. Variația numărului de magnoni cu $\mathbf{k} \neq 0$, $n_\mathbf{k}$, poate proveni din: (a) anihilarea magnonilor $\mathbf{k} = 0$ și crearea magnonilor $\mathbf{k} \neq 0$ proces descris de un termen de forma $\lambda_{0k}n_0$; (b) anihilarea magnonilor $\mathbf{k} \neq 0$. Procesul contribuie cu un termen de forma $-\lambda_{k\sigma}(n_\mathbf{k} - n_{\mathbf{k}T})$, unde $n_{\mathbf{k}T}$ reprezintă numărul de magnoni $\mathbf{k} \neq 0$ cu care fononii sînt degenerați. În acest caz

$$\mathrm{d}n_\mathbf{k}/\mathrm{d}t = \lambda_{0k}\, n_0 - \lambda_{k\sigma}(n_\mathbf{k} - n_{\mathbf{k}T}). \qquad \text{(XI.2.25)}$$

Ținînd seama de (XI.2.12), relația (XI.2.25) poate fi scrisă în forma

$$\gamma_0\hbar(\mathrm{d}n_k/\mathrm{d}t) = \lambda_{0k}\gamma_0\,\hbar n_0 + \lambda_{k\sigma}[M - M(T)]. \qquad \text{(XI.2.26)}$$

Înlocuind (XI.2.24) și (XI.2.26) în (XI.2.17) avem

$$\mathrm{d}\mathbf{M}/\mathrm{d}t = -\{\lambda_{0k}\,\gamma_0\,\hbar n_0 + \lambda_{k\sigma}[M - M(T)]\}(\mathbf{M}/M) - \mu_0\gamma_e\,\mathbf{M}\times\mathbf{H} +$$
$$+ \frac{\lambda_{0\sigma}\,M + \lambda_{0k}(M - 2\gamma_0\hbar n_0) - 2\lambda_{k\sigma}[M - M(T)]}{2M^3\left(h - \frac{3}{2}N_\zeta + \frac{1}{2}\right)}\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H}). \qquad \text{(XI.2.27)}$$

Relația de mai sus corelează parametrii ecuației dinamice macroscopice cu procesele cuanto-mecanice descrise de parametrii λ_{0k}, $\lambda_{k\sigma}$ și $\lambda_{0\sigma}$. Relația (XI.2.26) nu are o formă explicită și uzuală. Callen [71] analizează două cazuri particulare. Warren-Haas și Callen [72] scriu această ecuație în forma

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma\mu_0(\mathbf{M}\times\mathbf{H}) - \left(\frac{\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma}}{2}\right)\frac{\mathbf{H}_0\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H}_0)}{H_0^2} + \qquad \text{(XI.2.28)}$$
$$+\left[\lambda_{k\sigma}(M(0) - M) + \frac{MH_0 - \mathbf{M}\mathbf{H}_0}{H_0}\lambda_{0\sigma}\right]\frac{\mathbf{H}_0}{H},$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY
UNIV. „AL. I. CUZA" FIZICA

unde $\mathbf{H}_0$ este cîmpul magnetic extern dirijat după axa z iar $\mathbf{H}$ suma cîmpului extern și a celui de demagnetizare.

Admițînd că proba este sferică, $\mathbf{H}_0$ este orientat după direcția z iar cîmpul de microunde h^+ polarizat circular în planul xy. Vom defini

$$M^+ = M_x + \mathrm{i}M_y, \tag{XI.2.29}$$

unde M_x și M_y sînt componentele magnetizării după cele două direcții. Astfel:

$$\mathrm{i}\omega M^+ = -\mathrm{i}\mu_0\gamma\, M_z\, h^+ + \mathrm{i}\mu_0\gamma M^+ H_0 - \frac{\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma}}{2} M^+, \tag{XI.2.30}$$

$$\chi'' = -\operatorname{Im}\frac{M^+}{h^+} = \frac{\gamma\mu_0 M_z \left(\dfrac{\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma}}{2}\right)}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\dfrac{\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma}}{2}\right)^2}. \tag{XI.2.31}$$

Lărgimea liniei la jumătatea puterii va fi

$$\Delta B = (\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma})\gamma^{-1}. \tag{XI.2.32}$$

Rezultate similare se obțin pentru ecuațiile fenomenologice (XI.2.8), (XI.2.9) și (XI.2.11). O sinteză cu lărgimea liniei de rezonanță, în aceste situații este dată mai jos:

	ΔB
Landau-Lifshitz	$2H_0\lambda_L\gamma^{-1}$
Gilbert	$2MH_0\lambda_G$
Bloch-Bloembergen	$2(\gamma T_2)^{-1}$
Callen	$(\lambda_{0k} + \lambda_{0\sigma})\gamma^{-1}$

Warren-Haas și Callen [72] au studiat procesele de împrăștiere ale magnonilor $\mathbf{k} = 0$, $\mathbf{k} \neq 0$, magnon-fonon și magnon-electron de conducție. Spațiul limitat nu ne permite analiza în detaliu a acestor procese, cititorul interesat putînd urmări lucrările [72, 73].

Să determinăm condiția de rezonanță în cazul unui elipsoid, neglijînd pierderile. Axele principale ale elipsoidului sînt orientate după direcțiile x, y, z. Ecuația de mișcare, în acest caz are forma [74]

$$\mathrm{d}\mathbf{M}/\mathrm{d}t = \mu_0\,\gamma\,\mathbf{M} \times \mathbf{H}. \tag{XI.2.33}$$

Relația (XI.2.33) poate fi obținută din (XI.1.3) similar ca în cazul rezonanței paramagnetice, introducînd expresia energiei libere, $\mathcal{F}$, a materialului feromagnetic. Efectul energiei de anizotropie ϵ_a va fi luat în considerare sub forma unui cîmp $\mathbf{H}_a$ definit astfel că

$$\partial\epsilon_a/\partial\theta = \mu_0\,\mathbf{M} \times \mathbf{H}_a, \tag{XI.2.34}$$

unde θ descrie rotația în jurul unei axe paralele la $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_a$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să considerăm $\mathbf{H} \| \mathbf{Z}$ iar cîmpul $\mathbf{H}_a$ situat în planul xy; componentele acestuia sînt date de

$$H_{ax} = -N_{ax}M_x; \quad H_{ay} = -N_{ay}M_y. \qquad \text{(XI.2.35)}$$

Proiectînd relația (XI.2.33) pe sistemul de axe de coordonate și ținînd seama de cîmpul de demagnetizare $\mathbf{H}_{dem} = N\mathbf{M}$ avem:

$$\mathrm{d}M_x/\mathrm{d}t = \mu_0\gamma[H_z + (N_y + N_{ay} - N_z)M_z]M_y,$$
$$\mathrm{d}M_y/\mathrm{d}t = \mu_0\gamma[M_zH_x - (N_x + N_{ax} - N_z)M_xM_z - M_xH_z], \quad \mathrm{d}M_z/\mathrm{d}t = 0. \qquad \text{(XI.2.36)}$$

Admițînd o dependență de timp a magnetizării de forma $M(t) = M\exp(i\omega t)$, prin rezolvarea sistemului (XI.2.36), se obține

$$\omega = \gamma\mu_0\{[H_z + (N_y + N_{ay} - N_z)M_z]\ [H_z + (N_x + N_{ax}) - N_z)M_z]\}^{1/2}. \qquad \text{(XI.2.37)}$$

Relația (XI.2.37) poate fi explicitată pentru unele cazuri particulare:

a) Cristalul are *anizotropia uniaxială*, deci $\epsilon_a = K_u \sin^2\theta$. Ținînd seama de (XI.2.34) avem $N_{ax} = 2K_u\mu_0^{-1}M_z^{-2}$; $N_{ay} = 2K_u\mu_0^{-1}M_z^{-2}$. Pentru o probă plană $N_x = N_z = 0$, $N_y = 1$ și deci condiția de rezonanță are forma

$$\omega = \mu_0\gamma\left[\left(H_z + M_z + \frac{2K_u}{\mu_0 M_z}\right)\left(H_z + \frac{2K_u}{\mu_0 M_z}\right)\right]^{1/2}. \qquad \text{(XI.2.38)}$$

b) Cristalul are o *anizotropie cubică*. Admitem că energia de anizotropie este dată de termenul al doilea din relația (XII.2.13). Dacă probele sînt sferice, avem $N_x = N_y = N_z$. În acest caz întîlnim trei situații:

— Cîmpul de inducție $\mathbf{B}_0$ este orientat după una din axele [100]. Avem $N_{ax} = N_{ay} = 2K/\mu_0M_s^2$. Condiția de rezonanță se scrie

$$\omega_{[100]} = \gamma(B_0 + 2K/M_s) \qquad \text{(XI.2.39)}$$

Menționăm că în cazul în care axa de ușoară magnetizare este una din direcțiile [100], pentru $B_0 = 0$ și $K > 0$, va exista un mod de rezonanță magnetostatic.

— Cîmpul $\mathbf{B}_0$ este paralel la o axă [111]. În acest caz $N_{ax} = N_{ay} = -(4/3)\cdot(K/\mu_0M_s^2)$.
Avem:

$$\omega_{[111]} = \gamma(B_0 - (4/3)\cdot(K/M_s)). \qquad \text{(XI.2.40)}$$

Dacă $K > 0$, pentru a avea rezonanță este necesar ca $B_0 > (4/3)(K/M_z)$. Pentru $K < 0$ poate să existe un mod magnetostatic în cîmp nul.

— Cîmpul $\mathbf{B}_0$ este paralel la axa [110]. În acest caz avem $N_{ax} = -(2K/\mu_0M_s^2)$ și $N_{ay} = (K/\mu_0M_s^2)$. Condițiile de rezonanță, pentru probă sferică, se scrie

$$\omega_{[110]} = \gamma[(B_0 + K/M_s)(B_0 - 2K/M_s)]^{1/2}. \qquad \text{(XI.2.41)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În literatură s-au dezvoltat relații ce pot fi folosite pentru studiul prin rezonanță feromagnetică a materialelor anizotrope izolatoare [75, 76]. Acestea au fost extinse și la configurații multidomeniale [75, 77—79]. Analizele de mai sus au în vedere substanțe neconducătoare la care, în timpul măsurătorilor prin rezonanță, nu apar efecte peliculare. Problema *rezonanței feromagnetice în monocristale metalice* a fost analizată, de exemplu, de Artman [80]. Acesta particularizează discuția pentru cazul anizotropiilor uniaxiale și respectiv cubice. Astfel, pentru cristale cu anizotropie uniaxială, cu axa **c** și cîmpul $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$, în planul probei avem

$$\left(\frac{\omega}{\mu_0\gamma}\right)^2 = (H\cos\varepsilon - NM + (1/\mu_0 M)\cdot(\partial^2 \in_a/\partial\theta^2))(H\cos\varepsilon + M - NM + \\ + H\sin\varepsilon\,\mathrm{ctg}\,\theta), \qquad \text{(XI.2.42)}$$

unde $\sin\varepsilon = (1/\mu_0 MH)\cdot(\partial\in_a/\partial\theta)$. Unghiurile θ și ε sînt măsurate între cîmpul extern și axa **c** și respectiv magnetizarea **M**. Dacă cîmpul extern este paralel la axa **c**, relația (XI.2.42) are forma

$$(\omega/\mu_0\gamma)^2 = (H - NM + (2K_1/\mu_0 M))(H + M - NM + (2K_1/\mu_0 M)). \qquad \text{(XI.2.43)}$$

Începînd cu anul 1955 [81] problema *formei liniei de rezonanță feromagnetică în metale* a constituit obiectul unor analize teoretice cît și studii experimentale. Din cauza complexității calculelor pentru cazurile generale, studiile teoretice au avut în vedere în special rezonanța în configurațiile paralelă [81—84] sau perpendiculară [85] la planul plăcuței metalice, sau au făcut uz de aproximații dificil de justificat. Ulterior s-a dat soluția generală a problemei rezonanței în plăci metalice izotrope infinite, în care cîmpul magnetic are o direcție arbitrară față de placă [86]. S-a studiat și rezonanța în plăcuțe anizotrope. Yelon și colab. [89] prezintă o metodă de calcul aproximativă a rezonanței feromagnetice în plăcuțe metalice izotrope. Frecvența de rezonanță și lărgimea liniei concordă cu calculele exacte.

Problema *erorilor de aliniere* în rezonanța feromagnetică este deosebit de importantă [90] și ca atare trebuie luate precauții deosebite pe parcursul efectuării experiențelor.

Redăm în tabelul XI.1 unele valori reprezentative pentru factorii de despicare spectroscopică g. Spre deosebire de rapoartele magnetomecanice acestia sînt mai mari ca 2. O justificare a acestei comportări a fost dată de Kittel [91] și Van-Vleck [92]. Să considerăm raportul

$$g\frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta M}{\Delta L} = \frac{\Delta(M_s + M_o + M_r)}{\Delta(L_s + L_o + L_r)}. \qquad \text{(XI.2.44)}$$

Am notat prin M_s, M_0 și M_r magnetizările datorită spinului, mișcării orbitale și respectiv rețelei, iar prin L_s, L_o și L_r momentele cinetice de spin, orbitale și ale rețelei. Într-o experiență de rezonanță feromagnetică, care corespunde unei tranziții magnetice dipolare, avem $\Delta L = \hbar$. Să notăm $\Delta L_s = \hbar$ iar $\Delta L_o = \varepsilon\hbar$. Deoarece $\varepsilon = L_o/L_s$ avem $\Delta L_r = -\varepsilon\hbar$. Rețeaua nu contribuie la magnetizarea sistemului deci $\Delta M_r = 0$.

Rezultă

$$g\frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta(M_s + M_o)}{\Delta L_s} = (2 + \varepsilon)\frac{e}{2m_e}, \qquad \text{(XI.2.45)}$$

respectiv

$$g = 2 + \varepsilon. \qquad \text{(XI.2.46)}$$

Deviațiile valorilor g și g' comparativ cu valoarea 2, sînt atribuite aceleiași cauze și anume prezenței unei contribuții orbitale la momentul magnetic. În consecință acestea pot fi corelate. Ținînd seama de (XI.2.5) și (XI.2.46) avem

$$g' = g/(g - 1). \qquad \text{(XI.2.47)}$$

Dacă contribuția orbitrală este mică, în acord cu (XI.2.6) și (XI.2.46) se poate scrie

$$g + g' \simeq 4. \qquad \text{(XI.2.48)}$$

Blume și colab. [93] și Foglio [94] au generalizat expresia (XI.2.47) dată de Kittel și Van-Vleck. Se evidențiază existența unei relații între factorul de despicare spectroscopic g și raportul magneto-mecanic g' de forma

$$g' = g/(g - \rho), \qquad \text{(XI.2.49)}$$

unde $\rho = \langle S_z \rangle / S'_z$. Am notat prin S'_z spinul efectiv, în hamiltonianul de spin și $\langle S_z \rangle$ este valoarea așteptată a spinului real în starea notată prin S'_z. În acest caz axa z este definită ca direcția de acțiune a cîmpului magnetic. Autorii consideră unele sisteme magnetice, în care ρ este constant pentru o gamă largă de parametri fizici (cîmpul electrostatic cristalin, cuplajul spin-orbită etc.). Se arată că relația (XI.2.47) este valabilă numai pentru $\langle S_z \rangle = S'_z$ și aceasta există chiar dacă contribuția orbitală este foarte mare și deci valorile g sînt mari. Relația generalizată (XI.2.49) a fost dezvoltată de asemenea și în cazul unei clase mari de hamiltonieni de spin, cu orice număr de nivele [94]. Studiul raportului magneto-mecanic cît și datele obținute prin rezonanță în cazul unor ferite de nichel-zinc [95] evidențiază că $\rho = (1{,}016 \pm 0{,}005)$.

În experiențe de rezonanță, obișnuite, proba este saturată și magnetizările diferitelor porțiuni ale acesteia vor executa, în fază, o mișcare de precesie. Aceasta va conduce la un singur vîrf de absorbție. O asemenea mișcare de precesie întîlnită în mod curent în experiențe de rezonanță este cunoscută sub denumirea de *mod uniform* sau *mod Kittel*. În 1956 White și colab. [96] și Dillon [97] au observat linii de rezonanță mai complexe. În figura XI.15. se prezintă o curbă de absorbție în cazul unui disc de ferită de mangan [97]. În acest caz apar un număr mai mare de vîrfuri de absorbție, comparabile în intensitate. Cel mai intens este mai apropiat de cîmpul de rezonanță caracteristic modului uniform. Diferența față de experiențele anterioare rezidă în faptul că proba este situată într-un punct al cavității unde cîmpul *rf* este neomogen (fig. XI.15). Prin deplasarea probei în interiorul cavității, poate fi modificată intensitatea

relativă a liniilor de absorbție. Pozițiile vîrfurilor nu depind de dimensiunile probei cu condiția ca aceasta să fie suficient de mică, în schimb depind de forma probei și de valorile magnetizării la saturație. Modurile au lungimi de undă mari comparativ cu dimensiunile probei. În aceste situații modificarea energiei de schimb este mică și poate fi neglijată

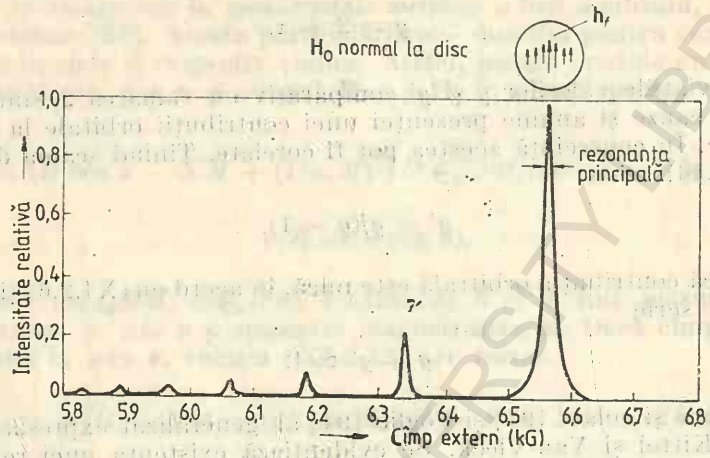


Fig. XI.15. — Moduri magnetostatice de rezonanță într-un disc de ferită de mangan. În figură se indică variația cîmpului de microunde în lungul discului.

comparativ cu energia de interacție cu cîmpul electromagnetic. Numele de *moduri magnetostatice* sau *moduri Walker* [98] provine din faptul că acestea nu se propagă sau se propagă puțin și ca atare analiza lor conduce la rezolvarea unei probleme de magnetostatică. Aceste moduri sînt exact modurile naturale ale continuului magnetic, pentru un material de formă definită, introdus într-un cîmp extern uniform. Analiza teoretică pentru un elipsoid de revoluție a fost dată de Walker [98]. Ecuația de mișcare (XI.2.33) poate fi liniarizată și rezolvată pentru a obține valorile magnetizării transversale **m**, în funcție de cîmpul *rf*, $\mathbf{h}_f$. Se obține

$$m_x = Kh_x - i\nu h_y; \quad m_y = Kh_y + i\nu h_x, \tag{XI.2.50}$$

unde $h = \nabla\psi$ și $\Delta\psi + \operatorname{div}\mathbf{m} = 0$ iar ψ este potențialul magnetic scalar, $K = \Omega_H/(\Omega_H^2 - \Omega^2)$, $\nu = \Omega/(\Omega_H^2 - \Omega^2)$, cu $\Omega = \omega/\gamma M_0\mu_0$, și $\Omega_H = (H_0 - NM)/M_0$.

Din (XI.2.50) se obțin relațiile:

$$(1 + K)\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0 \text{ în interiorul elipsoidului,}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0 \text{ în afara elipsoidului.} \tag{XI.2.51}$$

Walker [98] a rezolvat ecuațiile de mai sus, modurile normale fiind indexate prin (n, m, r) unde n și m sînt indicii armonicelor sferice corespunzătoare P_n^m asociate cu ψ iar r numără rădăcinile ecuației seculare. Modul uniform este notat (1,1,0) și este excitat de un cîmp de microunde uniform.

Modurile magnetostatice au fost analizate în cazul sferei [99, 101] plăci plane [100] și într-un cilindru lung magnetizat axial [101]. La teoria simplă menționată mai sus s-au adus anumite completări, pentru a ține seama de anizotropia magnetocristalină [102, 103], de efectele de propagare [104—108] cît și de efectele de neortogonalitate [109]. Modelul descrie bine datele experimentale [110, 111].

Rezonanța undei de spin (RUS) se observă într-o configurație similară cu cea folosită în RFM. În spectru apar însă mai multe vîrfuri de absorbție, fiecare corespunde la excitația unei unde de spin distincte. Kittel [112] a prezis posibilitatea de observare a RUS în pături subțiri feromagnetice. Această prezicere a fost imediat confirmată în pături de permaloy [113] și după aceia în metale de tranziție $3d$ (Fe, Co, Ni) și în ferite. Redăm în figura XI.16 absorbția de rezonanță a undei de spin într-un strat de permaloy de grosime $5{,}6 \cdot 10^{-7}$ m (5 600 Å).

Experimental s-au observat două tipuri de comportări [114]. În unele eșantioane diferența între cîmpul de rezonanță al primului vîrf B_1 și al vîrfului n, B_n, urmează aproximativ o variație în n^2, intensitatea vîrfurilor diminuîndu-se după o lege în n^{-2}. În a doua categorie diferențele între cîmpuri, inițial sînt liniare în n, și apoi, pentru valori n mari, urmează o relație în n^2. Absorbția primelor vîrfuri este mare și scade după o lege în n^{-2}. Majoritatea modelelor au folosit la început ecuația Landau-Lifshitz. Toate aceste modele consideră că pentru a apare rezonanța undei de spin, pătura trebuie să prezinte fie neomogenități de suprafață (ns) fie neomogenități de volum (nv). Pentru prima categorie de eșantioane modelul ns pare adecvat. În acest model se presupune că asupra

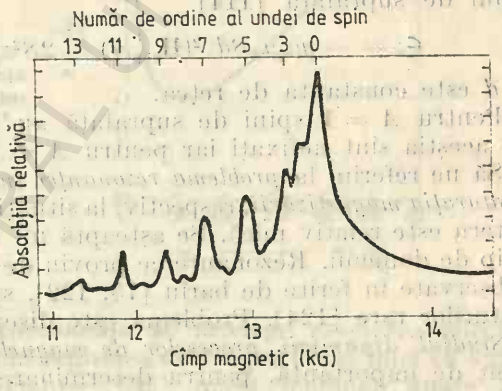


Fig. XI.16. — Rezonanța undei de spin într-un strat subțire de permaloy de 5 600 Å.

spinilor din interior acționează un cîmp magnetic efectiv omogen, în timp ce asupra spinilor de la suprafață acționează un cîmp de anizotropie ce afectează fixarea lor. Pentru început s-a considerat fie o fixare perfectă a spinilor [112], fie s-a admis că aceștia sînt complet liberi. Ulterior s-a considerat și o fixare parțială [115]. Modelul ns conduce la o dependență în k^2 a distanței între vîrfurile de rezonanță. Experimental, chiar și în prima categorie de probe se observă o deviație de la acest tip de dependență [116]. Modelul nv care admite prezența unui cîmp neomogen în probă este mai eficient în justificarea spectrului RUS în categoria a doua de probe, dar forma de variație în n a distanței între cîmpurile de rezonanță este greu de atribuit neuniformităților de volum. (S-a presupus un cîmp efectiv ce variază liniar [117] sau patratic [118] cu distanța de stratul central). Neomogenitățile în probă pot proveni din procesul de depunere

sau sînt „induse" prin defectul de suprafață [119]. S-au efectuat experiențe pentru a urmări modul în care stratul de suprafață influențează spectrul RUS [115]. Datele au putut fi explicate în modelul *ns*.

RUS depinde și de direcția de acțiune a cîmpului extern în raport cu proba. Modificările în spectrul RUS cauzate de o tranziție de la o configurație la alta a cîmpului static, depinde de materialul păturii și de stratul de suprafață [116, 120]. Unda de spin uniformă, $k = 0$, poate fi excitată într-o pătură în condiția existenței defectului de suprafață natural (absența anizotropiei de suprafață) sau dacă defectul de suprafață nenatural este compensat în condițiile de rezonanță.

O problemă studiată a fost și apariția RUS de suprafață [115, 121] S-a evidențiat, teoretic, că în pături foarte subțiri poziția vîrfului nu depinde practic de grosime, în timp ce pentru pături groase ($10^2 \div 10^3$Å) vîrful de rezonanță se deplasează spre cîmpuri mai mari odată cu creșterea grosimii. Această rezonanță pare să apară [115] dacă spinii posedă o libertate în „exces", libertate ce provine de la defectul natural.

Ca măsură a fixării spinului S în direcția γ se introduce *parametrul de suprafață* A plecînd de la energia pe care o are sistemul în stare fundamentală $\epsilon_{supr} = \epsilon_{int} + 2S^2 z_g \mathfrak{J}_1 A$ unde ϵ_{int} este energia în starea fundamentală a spinului situat într-un strat interior, z_g este numărul de vecini apropiați (la poziția considerată în stratul l) situați în stratul $l + g$ iar $\mathfrak{J}_1$ integrala de schimb. Diferența în fixarea spinilor de suprafață și a celor interni se datorește efectului natural cît și anizotropiei de suprafață caracterizată prin K_{supr}. Dacă luăm și aceasta în considerare pentru a caracteriza fixarea spinului la suprafața anizotropă, se pleacă de la energia spinului de suprafață [114]

$$\epsilon_s = -g\mu_0\mu_B S d^{-2}(\mathbf{H}_{supr}\gamma) = 2S^2 z_g \mathfrak{J}_1 d^{-2}(A - 1), \qquad \text{(XI.2.52)}$$

unde d este constanta de rețea.

Pentru $A = 1$ spini de suprafață au o libertate naturală, pentru $A > 1$ aceștia sînt nefixați iar pentru $A < 1$ spinii sînt fixați.

Să ne referim la *problema rezonanței în probe în care nu a fost obținută saturația magnetizării*, respectiv, la situația în care, intensitatea cîmpului extern este relativ mică. Se așteaptă un vîrf de rezonanță pentru fiecare tip de domenii. Rezonanțe ce provin de la structurile de domenii au fost observate în ferite de bariu [75, 122], spinelice [123] sau granați ai pămînturilor rare [124]. Problema este discutată de Morrish [125].

Studiul dinamicii proceselor de magnetizare constituie o problemă deosebit de importantă, pentru determinarea timpului de comutare (inversare a magnetizării). Pentru a analiza aceasta vom pleca de la ecuația Gilbert (XI.2.9), deci vom neglija contribuția anizotropiei și a efectului pelicular. Proiectînd pe un sistem cartezian de referință și rezolvînd se obține:

$$\frac{dM_x}{dt} = \frac{\omega_0}{1 + \lambda^2 M^2} M_y + \frac{\omega_0 \lambda}{1 + \lambda^2 M^2} M_x M_z,$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{\omega_0}{1 + \lambda^2 M^2} M_x + \frac{\omega_0 \lambda}{1 + \lambda^2 M^2} M_y M_z, \qquad \text{(XI.2.53)}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{\omega_0 \lambda M^2}{1 + \lambda^2 M^2} + \frac{\omega_0 \lambda}{1 + \lambda^2 M^2} M_z^2,$$

unde $\omega_0 = \gamma B$.

Relațiile (XI.2.53) au soluții de forma $M_x = M \sin\theta \exp(i\omega t)$; $M_y = M \sin\theta \exp[i(\omega t + \pi/2)]$ și $M_z = M \cos\theta$, unde $\omega = \omega_0/(1 + \lambda^2 M^2)$. Introducînd aceste expresii în (XI.2.53) se obține

$$d\theta/dt = \omega \lambda M \sin\theta; \quad \mathrm{tg}(\theta/2) = \mathrm{tg}(\theta_0/2) \exp(t/\tau), \qquad \text{(XI.2.54)}$$

unde am notat prin $\tau = \omega\lambda M$ inversul timpului de relaxare. Pentru a evidenția semnificația parametrului θ_0 vom considera cazul cînd $t = 0$, deci $\mathrm{tg}(\theta/2) = \mathrm{tg}(\theta_0/2)$; unghiul θ_0 descrie înclinația inițială a magnetizării față de axa z.

Dacă amortizarea descrisă prin parametrul λ este mare, magnetizarea se va deplasa lent, deoarece constanta de timp $\tau = (\omega_0 \lambda M)/(1 + \lambda^2 M^2)$ este mică. În cazul cînd parametrul λ este mic, înainte de comutare, magnetizarea va executa un număr de mișcări de precesie în jurul cîmpului extern astfel încît timpul necesar ca aceasta să inverseze direcția, este mare. De interes este timpul de comutare minim, corespunzător *amortizării critice* pentru care $d\tau/d(\lambda M) = 0$. Acesta corespunde la $\lambda M = 1$. Prezentăm în figura XI.17 dependența de M a valorilor τ. Problema a fost analizată [126–131] luînd în considerare și energia de anizotropie cît și alți termeni de amortizare, ca de exemplu cei implicați în ecuația Landau-Lifshitz.

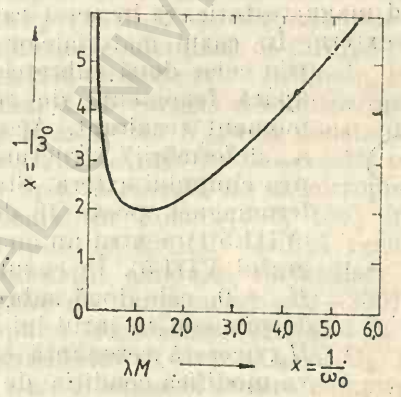


Fig. XI.17. — Dependența de parametrul λM a timpului de comutare τ^{-1}.

Sub denumirea de *antirezonanță* se înțelege creșterea selectivă a transmisiei în probe metalice în regiunea de cîmpuri mai mici ca valoarea caracteristică absorbției rezonante [132]. Acest fenomen apare atunci cînd momentul magnetic *rf* $\mathbf{m}$ nu este în fază cu cîmpul de microunde $\mathbf{h}$, astfel că $\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}) = 0$. Pentru această situație permeabilitatea dinamică μ este foarte mică și adîncimea efectului pelicular este mare, fiind limitată numai de amortizarea magnetică, astfel că metalul devine „transparent" din punct de vedere electromagnetic. Relația $\mathbf{b} = 0$, în adiție la ecuația de mișcare (XI.2.33) unde $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} = \mathbf{H}_0 - \mathbf{m}$, conduce la condiția pentru antirezonanță feromagnetică (ARFM) de forma

$$\omega/\gamma = \mathbf{B}_0 = \mu_0(\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}_s), \qquad \text{(XI.2.55)}$$

unde $\mathbf{H}_0$ este cîmpul intern static iar $\mathbf{M}_s$ — magnetizarea la saturație. Problema antirezonanței a fost analizată în lucrările [70, 133–140].

XI. 2.3. Rezonanța antiferomagnetică

În studiul fenomenului de rezonanță antiferomagnetică, vom considera aproximația cîmpului molecular. Admitem că sistemul constă din două subrețele magnetice A și respectiv B (paragraful VII.2.1). În această situație va trebuie să analizăm ecuațiile de mișcare ale ambelor subrețele. Acestea pot fi scrise [141—147]:

$$\frac{1}{\mu_0}\frac{d\mathbf{M}_A}{dt} = -\gamma\mathbf{M}_A \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{aA} + \mathbf{H}_{mA}),$$
$$\frac{1}{\mu_0}\frac{d\mathbf{M}_B}{dt} = \gamma\mathbf{M}_B \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{aB} + \mathbf{H}_{mB}). \qquad \text{(XI.2.56)}$$

Am notat prin γ raportul giromagnetic, $\mathbf{H}_{aA}$ și $\mathbf{H}_{aB}$ sînt cîmpurile de anizotropie ce acționează asupra subrețelelor A și, respectiv, B iar $\mathbf{H}_{mA}$ și $\mathbf{H}_{mB}$ reprezintă cîmpurile moleculare.

În paragrafele percedente am evidențiat că pentru a avea un efect de rezonanță trebuie să existe o tranziție între două nivele magnetice separate în energie prin $\Delta\epsilon = h\omega$. Pentru un material paramagnetic acestea sînt nivele Zeeman a căror degenerare este ridicată sub acțiunea cîmpului extern. În cazul materialelor feromagnetice avem un mod de excitare colectiv, asemănător cu al undei de spin cu vectorul de propagare nul, deci un mod magnetostatic. Și în acest caz rezonanța are loc în prezența unui cîmp extern. În cazul materialelor antiferomagnetice, magnetizările celor două subrețele se compensează. Pentru ca să apară fenomenul de rezonanță trebuie să existe un moment rezultant. Acesta poate să apară, ca urmare a „deformării" structurii antiferomagnetice sub acțiunea cîmpului extern. Starea fundamentală a unui antiferomagnet poate fi definită ca starea limită a lui (VIII.5.1) pentru un cîmp de anizotropie H_a mic (paragraful VIII.5). În cazul în care $H_a \neq 0$, chiar pentru $H_0 = 0$, cele două subrețele pot să execute o mișcare de precesie în jurul lui $\mathbf{H}_a$. În absența cîmpului extern H_0, această rezonanță este degenerată. Cîmpul extern va modifica condiția de rezonanță astfel că frecvența unui mod va crește în timp ce a celuilalt va scădea.

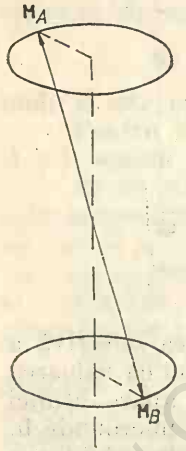


Fig. XI.18. — Modurile de rezonanță într-un antiferomagnet în care $H_{ax} = H_{ay}$.

Pentru început vom admite că $H_0 = 0$. Dacă precesia celor două subrețele se face în același sens și cu viteza unghiulară ω_0 (fig. XI.18) cu $M = |\mathbf{M}_A| = |\mathbf{M}_B|$ și $H_m = N_{AB}M$, în conformitate cu (XI.2.56), trebuie satisfăcute următoarele relații:

$$\mu_0^{-1}\omega_0 M \sin\theta_A = \gamma H_a M \sin\theta_A + \gamma M^2 N_{AB}\sin(\theta_A - \theta_B),$$
$$\mu_0^{-1}\omega_0 M \sin\theta_B = -\gamma H_a M \sin\theta_B + \gamma M^2 N_{AB}\sin(\theta_A - \theta_B). \qquad \text{(XI.2.57)}$$

În ipoteza că unghiurile θ_A și θ_B sînt mici, ecuația seculară conduce la

$$\omega = \pm\gamma\mu_0(H_a^2 + 2H_aH_m)^{1/2}, \qquad \text{(XI.2.58)}$$

$$\frac{\theta_A}{\theta_B}\left(\text{sau } \frac{\theta_A}{\theta_B}\right) = \frac{H_a + H_m \pm (H_a^2 + 2H_aH_m)^{1/2}}{H_m}. \qquad \text{(XI.2.59)}$$

În prezența lui H_0, degenerarea este ridicată și

$$\omega_0 = \gamma\mu_0[H_0 \pm (H_a^2 + 2H_a H_m)^{1/2}] \qquad \text{(XI.2.60)}$$

Relația (XI.2.60) coincide cu (VIII.5.12) evidențiată în cazul undei de spin $k = 0$ în materiale antiferomagnetice. Această condiție a fost obținută de Kittel [142]. Relația de mai sus este valabilă în cazul în care $\mathbf{H}_0$ este dirijat după axa de ușoară magnetizare și la 0K. Pentru temperaturi mai ridicate avem [146]

$$\omega_0/\mu_0\gamma \simeq H_0\left(1 + \frac{\chi_{\parallel}}{\chi_{\perp}}\right) \pm [2H_a(T)H_m T)]^{1/2}. \qquad \text{(XI.2.61)}$$

Problema rezonanței în materiale antiferomagnetice a fost analizată folosind metoda matricei de densitate [148, 149]. Efectele de amortizare și relațiile de dispersie în rezonanța antiferomagnetică au fost studiate, plecînd de la ecuațiile Bloch [150].

Rezultatele experimentale confirmă în general modelele dezvoltate. Datorită numărului mare de materiale studiate prin rezonanța antiferomagnetică nu vom putea reda decît unele date selective obținute asupra sistemelor care au o structură simplă. Un număr însemnat de studii s-au efectuat asupra compusului MnF_2 [151—153]. Experiențele făcute în cîmpuri intense și la frecvențe ridicate evidențiază că $(2N_{AB}K)^{1/2}$ prezintă o dependență de temperatură descrisă de o funcție Brillouin cu $S = 5/2$. Acest fapt este de așteptat numai dacă energia de anizotropie depinde de interacțiile dipolare, deoarece $K \propto M^2$ iar N_{AB} este constant. La temperaturi $T < 15$ K [154] se constată deviații de la această comportare, atribuite contribuției undelor de spin la energia de anizotropie.

Compusul Cr_2O_3 a fost studiat de Foner [155, 156] în domeniul temperaturilor scăzute. Experiențele de RAFM verifică rezultatele calculelor efectuate folosind aproximația cîmpului molecular. Faptul că $(2H_m H_a)^{1/2}$ nu variază în intervalul de temperaturi (4,2—235) K este în parte atribuit contribuției cîmpului electrostatic cristalin la H_a. Cercetările s-au extins și asupra sistemului $(1-x)Cr_2O_3 x Al_2O_3$ [157, 158].

Studii de rezonanță AFM s-au efectuat și asupra compușilor $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ [159, 160], $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ [161], $CuBr_2$ [162] cît și $CuBr_{2x}Cl_{2(1-x)} \cdot 2H_2O$ [163] sau K_2MnF_4, Rb_2MnF_4 [164] și $FeCl_2$ [165] etc.

Comportarea magnetică a compusului $FeCl_2$ a fost prezentată în paragraful VIII.12. La o valoare critică a cîmpului extern, ce depinde de temperatură, are loc tranziția de la starea antiferomagnetică la cea feromagnetică. Studiile prin rezonanță asupra acestui sistem [165] au evidențiat prezența celor două rezonanțe descrise de relațiile (XI.2.60) pînă la 17 kOe ($\times 7{,}96 \cdot 10^4$ A/m). La cîmpul $H_c = 10{,}5$ kOe ($\times 7{,}96 \cdot 10^4$ A/m) are loc tranziția metamagnetică și ca atare la valori mai mari ale cîmpului extern apar 3 rezonanțe. Două din acestea sînt modurile antiferomagnetice. Acestea scad treptat în intensitate și reflectă contribuția unor regiuni antiferomagnetice ce coexistă cu fază feromagnetică. Rezonanța ce apare la un cîmp extern egal cu H_c, este atribuită fazei feromagnetice. Aceasta crește în intensitate pe măsură ce descresc intensitățile celor două rezonanțe. Frecvența de rezonanță feromagnetică este aproximativ egală cu cea a rezonanței antiferomagnetice în cîmp nul.

În compusul $FeCl_2$ avem $H_a \gg H_m$ și ca atare pentru $H_0 = 0$ se obține $\omega = \gamma\mu_0(H_a + H_m)$. Această condiție conduce la aproape aceleași valori ω_0 obținute pentru rezonanța feromagnetică corespunzătoare la $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_a$.

Pentru materiale antiferomagnetice ce au cîmpuri de anizotropie sau de schimb ridicate, frecvențele de rezonanță AFM, în cîmp nul, au lungimi de undă milimetrice și submilimetrice. Deoarece RAFM depinde de energia de anizotropie (ce variază cu temperatura), este necesar un domeniu larg de frecvențe pentru a studia dependența de temperatură a parametrilor de rezonanță. Multe din studii s-au efectuat în infraroșu îndepărtat și cîmpuri magnetice pulsatorii foarte intense.

Un compus deosebit de mult studiat este $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ [147], ca urmare a faptului că pentru toate temperaturile, frecvențele de rezonanță sînt situate în regiunea de microunde. În compusul $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ [161], pentru a putea justifica datele experimentale s-a introdus un tensor de schimb simetric, însă anizotrop. S-a evidențiat și în cazul rezonanței antiferomagnetice, posibilitatea de excitare a modurilor $\mathbf{k} \neq 0$ [166] cît și a modurilor nedegenerate pentru cele două subrețele.

XI.2.4. Rezonanța ferimagnetică

În cazul materialelor ferimagnetice există o magnetizare rezultantă și ca atare fenomenul se poate manifesta similar cu rezonanța feromagnetică. Deosebirea de RFM constă în existența mai multor specii de atomi ce pot avea valori g diferite. Ca atare, în același cîmp extern, frecvențele de rezonanță ale celor două tipuri de atomi ar trebuie să fie, în principiu, diferite. În realitate frecvența de rezonanță este aceeași dacă modul de dispunere (paralel) al subrețelelor este doar ușor perturbat. Să analizăm această problemă pentru un ferimagnet cu două subrețele. Pentru a evita luarea în considerare a cîmpurilor de demagnetizare, vom admite că proba este sferică, din material neconductor. În acest caz ecuațiile de mișcare ale celor două subrețele sînt [166, 167]

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{d\mathbf{M}_A}{dt} = \gamma_A \left[\mathbf{M}_A \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{aA} - N_{AB}\,\mathbf{M}_B)\right],$$
$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{d\mathbf{M}_B}{dt} = \gamma_B \left[\mathbf{M}_B \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{aB} - N_{AB}\,\mathbf{M}_A)\right]. \tag{XI.2.62}$$

Vom admite că $\mathbf{M}_A > \mathbf{M}_B$ și cîmpul static $\mathbf{H}_0$ este paralel la $\mathbf{H}_{mA}$ și antiparalel la $\mathbf{H}_{mB}$. Frecvența de rezonanță se obține rezolvînd ecuația seculară

$$\left(\frac{\omega}{\mu_0\gamma_A} + H_{aA} + N_{AB}\,M_B + H_0\right)\left(\frac{\omega}{\mu_0\gamma_B} - H_{aB} - N_{AB}\,M_A + H_0\right) + N_{AB}^2\,M_A\,M_B = 0. \tag{XI.2.63}$$

Expresiile frecvențelor de rezonanță obținute din relația (XI.2.63) sînt relativ complicate. La temperaturi nu prea apropiate de punctele de compensație, valorile $\omega/\mu_0\gamma_A$ și $\omega/\mu_0\gamma_B$ cît și H_0 sînt mult mai mici comparativ cu cîmpul de schimb (molecular). În această situație, conform cu relația (XI.2.63) avem

$$-\frac{\omega}{\mu_0\gamma_A} N_{AB} M_A + \frac{\omega}{\mu_0\gamma_B} N_{AB} M_B - H_0 N_{AB} (M_A - M_B) - \\ - N_{AB} (H_{aA} M_A + H_{aB} M_B) = 0. \qquad \text{(XI.2.64)}$$

Condiția de rezonanță se exprimă prin relația

$$\omega = \mu_0\gamma_{ef}(H_0 + H_{aef}), \qquad \text{(XI.2.65)}$$

unde cîmpul de anizotropie efectiv H_{aef} este dat de $H_{aef} = (H_{aA} M_A + H_{aB} M_B)(M_A - M_B)^{-1}$ iar

$$\gamma_{ef} = (M_A - M_B)(M_A/\gamma_A - M_B/\gamma_B)^{-1}. \qquad \text{(XI.2.66)}$$

Modul de rezonanță (XI.2.65) — caracterizat prin frecvențe mici — apare pentru valori uzuale γ și cîmpuri de anizotropie H_{ai} mici. Pentru acest mod, cele două subrețele sînt coliniare dar antiparelel orientate și execută o mișcare de precesie în jurul lui $\mathbf{H}_0$ (fig. XI.19 a). Sistemul se comportă ca avînd magnetizarea $\mathbf{M} = \mathbf{M}_A - \mathbf{M}_B$, deci în mod similar cu un feromagnet.

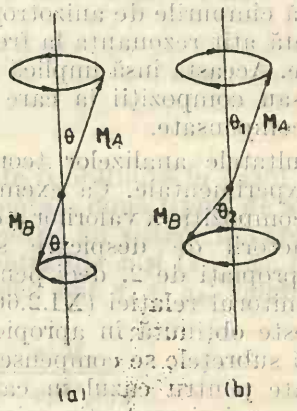


Fig. XI.19. — Modul de frecvență scăzută (a) și modul de frecvență ridicată sau rezonanță de schimb (b). În modul de frecvență scăzută subrețelele efectuează o mișcare de precesie în direcții opuse.

Relația (XI.2.66) prezice o comportare neobișnuită în apropiere de temperaturile $T_{comp.}$ sau compozițiile $x_{comp.}$ la care magnetizările celor două subrețele se compensează. În aceste situații valorile g_{ef} sînt nule, deoarece $M_A = M_B$. Dacă $g_A \neq g_B$, momentele cinetice ale celor două subrețele sînt egale la o temperatură T_{cm} ce diferă de temperatura de compensare $T_{comp.}$ În acest caz $(M_A/\gamma_A - M_B/\gamma_B) \to 0$ și de aici $g_{ef} \to \infty$. Rezultatul constituie o consecință a aproximațiilor folosite în obținerea relației (XI.2.66). În realitate, deși factorii de despicare spectro-

scopică efectivi, g_{ef}, devin foarte mari, totuşi aceştia au valori finite. Relaţia (XI.2.66) prezice valori negative g_{ef} într-un interval restrîns de temperaturi sau compoziţii. Spre deosebire de situaţia obişnuită, cînd momentul cinetic este antiparalel la magnetizarea subreţelei, în acest caz este orientat paralel la magnetizarea rezultantă.

Ne putem imagina şi un mod de rezonanţă caracterizat prin frecvenţe înalte. În acest caz H_0, H_{aA}, H_{aB} sînt mult mai mici ca valorile cîmpului molecular $|N_{AB}(M_A - M_B)|$ şi pot fi neglijate comparativ cu acesta. Din (XI.2.62) se obţine

$$\omega\mu_0^{-1} = N_{AB}(\gamma_B M_A - \gamma_A M_B) + \frac{(\gamma_B^2 M_A - \gamma_A^2 M_B)}{(\gamma_B M_A - \gamma_A M_B)} H_0 - \frac{(\gamma_A^2 M_B H_{aA} + \gamma_B^2 M_A H_{aB})}{(\gamma_B M_A - \gamma_A M_B)}. \quad \text{(XI.2.67)}$$

Această soluţie descrie un mod de precesie în jurul cîmpului de schimb (molecular) şi a fost denumită *rezonanţă de schimb* [166, 167]. Precesia magnetizării este opusă modului descris de relaţia (XI.2.65) aşa cum se vede în figura XI.19b. Unghiurile de precesie ale magnetizărilor celor două subreţele nu mai sînt egale. Frecvenţele de rezonanţă sînt situate, în general, în regiunea infraroşu a spectrului. De la aceasta excepteazâ situaţia în care momentele cinetice aproape că se compensează, deoarece în acest caz $\omega \to 0$. O analiză de detaliu arată că în această zonă de temperaturi sau compoziţii nu mai sînt valabile aproximaţiile folosite la deducerea relaţiei (XI.2.67). Astfel, H_0, H_{aA} şi H_{aB} nu mai pot fi neglijate comparativ cu cîmpul molecular $N_{AB}|\gamma_B M_A - \gamma_A M_B|$.

Dacă cîmpurile de anizotropie şi de schimb nu sînt prea mari, poate fi observată atît rezonanţa la frecvenţe joase cît şi înalte, în regiunea de microunde. Aceasta însă implică ca proba să se afle într-o regiune de temperaturi sau compoziţii la care magnetizările celor două subreţele sînt aproape compensate.

Rezultatele analizelor teoretice de mai sus sînt confirmate prin studiile experimentale. Ca exemplu prezentăm în figura XI.20 dependenţa de compoziţie a valorilor g efective în cazul compuşilor $(Gd_xY_{1-x})Fe_2$ [168]. Factorii de despicare spectroscopică ai fierului şi gadoliniului sînt apropiaţi de 2, deci pentru ca g_{ef} să difere mult de această valoare, numitorul relaţiei (XI.2.66) trebuie să devină foarte mic. Această condiţie este obţinută în apropiere de compoziţia la care magentizările celor două subreţele se compensează. În sistem poate astfel să apară o discontinuitate pentru cazul în care $M_A/\gamma_B = M_B/\gamma_A$, situaţie în care g_{ef} are valori mari şi respectiv mici, iar apoi tinde din nou spre o valoare apropiată de 2.

O situaţie similară poate fi observată studiind dependenţa de temperatură a valorilor g_{ef}. Pentru a ilustra aceasta, prezentăm în fig. XI.21 dependenţa de temperatură a valorilor g_{ef} în cazul feritelor cu litiu-crom de tip spinelic [169]. La temperatura la care magnetizările subreţelelor se compensează se evidenţiază o comportare similară cu cea de mai sus.

Pentru a observa modul rezonanţei de schimb, la temperaturi îndepărtate de punctul de compensare, sînt necesare frecvenţe ridicate

($\lambda = 10^{-4}$—10^{-3}m), deci în domeniul infraroșu îndepărtat. Acest mod de rezonanță prin schimb s-a observat experimental în granați [170,171]. Linia de absorbție de schimb poate fi distinsă de alte linii prin faptul că

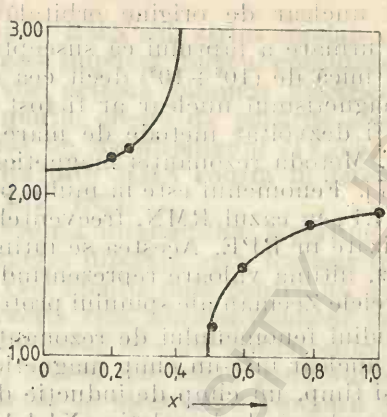


Fig. XI.20. — Valorile g_{ef} în cazul compușilor feri-magnetici $(Gd_xY_{1-x})Fe_2$. Prin linie plină s-a trasat relația (XI.2.66) cu $g_{Gd} = 2{,}0$ și $g_{Fe} = 2{,}09$.

frecvența acesteia variază cu temperatura. O discuție de detaliu privind modurile normal și de schimb în granatul de gadoliniu a fost dată de Geschwind și Walker [171].

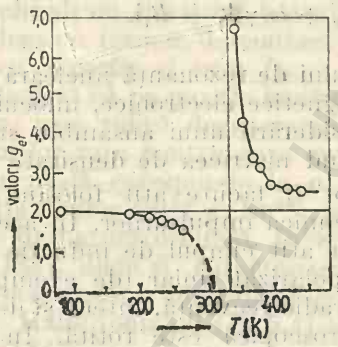


Fig. XI.21. — Dependența de temperatură a valorilor g în ferita de litiu-crom.

O relație similară cu (XI.2.66) poate fi obținută în cazul materialelor feromagnetice caracterizate prin prezența a două tipuri de atomi magnetici cu valori g diferite [172, 173]. Pentru un sistem la care magnetizările celor doi componenți, ce au concentrațiile x și $(1 - x)$, sînt M_A și M_B, iar factorii de despicare spectroscopică sînt g_A și g_B, valorile g_{ef} sînt date de

$$g_{ef} = \frac{xM_A + (1 - x)M_B}{xM_A/g_A + (1 - x)M_B/g_B}. \qquad \text{(XI.2.68)}$$

Relația (XI.2.68) descrie corect datele experimentale [174, 175].

XI.3. Rezonanța magnetică nucleară

În paragraful V.7 am prezentat în mod succint paramagnetismul nuclear. Am evidențiat că unele nuclee au în starea lor fundamentală, un moment cinetic intrinsec, μ_n, diferit de zero și un moment magnetic

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

dipolar, coliniar cu μ_n. Mărimile momentelor magnetice ale nucleelor sînt de $(10^{-3} \div 10^{-4})\mu_B$. Spre deosebire de paramagnetismul electronic, unde este necesar a lua în considerare mişcarea orbitală a electronilor, paramagnetismul nuclear de origine orbitală este neglijabil.

Ca urmare a faptului că susceptivitatea magnetică statică nucleară este mai mică de $(10^6 \div 10^8)$ decît cea electronică şi ca atare greu de măsurat, magnetismul nuclear ar fi fost dificil de studiat, în cazul în care nu s-ar fi dezvoltat metode de mare sensibilitate ca cele de rezonanţă nucleară. Metoda rezonanţei magnetice nucleare a fost elaborată în 1946 [176, 177]. Fenomenul este în multe privinţe analog celui descris în paragraful XI.1; în cazul RMN, frecvenţele de rezonanţă sînt însă diferite de cele utilizate în RPE. Acestea se întind pe un interval de la 1000 MHz, la 2 kHz, ultima valoare reprezentînd separarea, în unităţi de frecvenţă între nivelele Zeeman ale spinului protonului, în cîmpul magnetic terestru.

Studiul fenomenului de rezonanţă se reduce la analiza comportării spinului nuclear într-un cîmp magnetic uniform, asupra probei acţionînd, în acelaşi timp, un cîmp de inducţie de radiofrecvenţă B_1. Într-o analiză clasică, se pleacă de la relaţia (XI.1.1) în care într-un sistem de coordonate rotativ, $\mathbf{B}$ este înlocuit prin cîmpul de inducţie efectiv $\mathbf{B}_{ef} = \mathbf{B}_0 + \boldsymbol{\omega}/\gamma$. Ţinînd seama şi de cîmpul $\mathbf{B}_1$, avem

$$\mathbf{B}_{ef} = (B_0 + \omega/\gamma)\mathbf{k} + B_1\mathbf{i}. \qquad \text{(XI.3.1)}$$

Analiza cuantică a fenomenului de rezonanţă nucleară se face similar ca în cazul rezonanţei paramagnetice electronice, înlocuind în relaţia (XI.1.8) S_z prin I_z. În cazul considerării unui ansamblu static de spini problema poate fi analizată folosind matricea de densitate [178].

Experienţele prin RMN pot fi făcute atît folosind configuraţia prezentată în figura XI.3 cît şi tehnica impulsurilor. În acest ultim caz, asupra probei acţionează simultan atît cîmpul de inducţie static $\mathbf{B}_0$ cît şi cîmpul de radiofrecvenţă $\mathbf{B}_1$, polarizat liniar (de exemplu în lungul axei x). În urma unui impuls de radiofrecvenţă, intens şi de durată mică ($\tau \ll T_2$, T_1), magnetizarea macroscopică este rotită. În sistemul de coordonate rotativ, această rotaţie are loc în jurul axei OX, cu unghiul $\theta = \omega_1\tau$. Dacă $\omega_1\tau = \pi/2$, magnetizarea, în sistemul rotativ, este orientată în lungul axei OY. Impulsul corespunzător se numeşte impuls de 90°. Dacă $\theta = 180°$ vom avea un impuls de 180°. În acest procedeu se studiază răspunsul sistemului de spini la acţiunea impulsului de radiofrecvenţă. Prin transformata Fourier a semnalului tranzitoriu, denumit *inducţie nucleară liberă* (inducţie Bloch), pentru un sistem de spini, se obţine un spectru similar cu cel caracteristic aranjamentului clasic.

Fenomenul RMN a fost observat într-o gamă largă de materiale, incluzînd şi cele ordonate magnetic. Măsurătorile au fost efectuate asupra nucleelor ionilor metalelor de tranziţie cît şi a celor diamagnetice. Într-o substanţă ordonată magnetic, condiţia de rezonanţă $\omega_0 = \gamma_n B$ se obţine în cazul în care B este dat de suma cîmpurilor de inducţie locale şi a celui extern.

În paragraful IV.5.1 am analizat interacţiile hiperfine, între momentele electronice şi cele nucleare. Aceste interacţii se manifestă prin apariţia unui cîmp intern, B_n, la nucleu. În afară de acesta, pot exista şi alte contribuţii la cîmpul local.

Studiile prin RMN ale materialelor ordonate magnetic încep odată cu descoperirea rezonanței protonice în $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ [179] și respectiv măsurătorile efectuate asupra nucleului ^{59}Co în cobaltul metalic cu structură cubică cu fețe centrate [180].

Informațiile ce se obțin prin studii RMN sînt strîns corelate cu interacțiile magnetice și electrice la care este implicat nucleul considerat. Astfel asupra momentelor cuadrupolare vor acționa cîmpuri electrice destul de neomogene, ca de exemplu cîmpurile create de păturile electronice. Interacția cuadrupolară este descrisă de hamiltonianul (IV.5.5). O problemă importantă ce se poate studia prin RMN constă în determinarea momentului cuadrupolar nuclear [181, 182].

Să analizăm originea și importanța interacțiilor hiperfine descrise de hamiltonianul (IV.5.4); (1) interacția dipolară spin nuclear-spin electronic, mică însă ca mărime și care este identic nulă pentru un ion ce are simetrie sferică (stare S); (2) interacția spin nuclear-moment orbital al electronului, care este importantă în cazul în care componenta orbitală are o pondere mare la magnetizare; acesta este cazul pămînturilor rare; (3) interacția de contact ce provine de la electroni s (singurii electroni ce au o densitate de probabilitate la nucleu diferită de zero — paragraful III.2.1). Aceasta, în principiu, se anulează pentru o pătură s completă, deoarece electroni acestei păturii au aceleași funcții de undă radiale și spinii sînt dispuși antiparalel. Electronii d sau f ai păturilor incomplete, sînt cuplați prin schimb cu electronii păturilor s interne și induc o polarizare a acestuia și deci un termen de contact (de polarizare a miezului). Îl vom denumi termen hiperfin d (sau f).

Am evidențiat că pe poziția ionilor, în rețea, există un cîmp electrostatic cristalin, care ridică degenerarea nivelelor electronice **L** și **S**. În cazul pămînturilor rare pentru care cuplajul spin-orbită este important, starea fundamentală corespunde la o valoare **J** determinată. În acest caz, cu excepția ionilor Gd^{3+} și Eu^{2+}, pentru care $L = 0$, magnetismul în principal, este de natură orbitală. Interacția orbitală hiperfină are forma $\mathcal{H}_0 = \mathcal{A}_J \mathbf{I}\,\mathbf{J}$ [183], unde $\mathcal{A}_J$ caracterizează ionul în starea **J** considerată. Termenul de polarizare a miezului este în general mult mai mic ca termenul orbital. Hamiltonianul (IV.5.4) se reduce în acest caz, la expresia de mai sus [184].

Ionii metalelor de tranziție $3d$, în matrice izolatoare, au adesea momentul orbital înghețat de către cîmpul cristalin. O astfel de comportare este observată și în matrice metalice (paragraful VII.9). În cazul în care acești ioni sînt puternic magnetici, termenul preponderent în (IV.5.4) îl constituie polarizarea miezului $\mathcal{H}_d = \mathcal{A}_d \mathbf{I}\,\mathbf{S}$.

Pentru impurități slab magnetice, nu se poate neglija susceptivitatea orbitală sau s, localizată pe impuritate. Pentru ca hamiltonianul (IV.5.4) ce descrie interacția hiperfină, să aibă un caracter general, trebuie ca

$$\mathcal{H}_{hf} = -\gamma_n \mathbf{I}\,\mathbf{B}_L \qquad \text{(XI.3.2)}$$

unde

$$\mathbf{B}_L = \sum_i B_{hf}^{(i)}\, \mathbf{m}_i/\mu_B \qquad \text{(XI.3.3)}$$

Am notat prin $\mathbf{m}_i$ diversele contribuții orbitale d și s la magnetizarea ionului, iar $\mathbf{B}_{hf}^{(i)}$ sînt cîmpurile hiperfine legate de constantele hiperfine $B_{hf}^{(i)} = \mathcal{A}_i \mu_B \mu_0^2/\gamma_n \gamma_e$.

În cazul elementelor de tranziţie 3d, $B_{hf}^{(s)}$ este pozitiv şi foarte mare ($\simeq 10^2$T). Deoarece densitatea electronică la nucleu este foarte mică, polarizarea corespunzătoare m_s este în general suficient de mică pentru ca contribuţia s la B_L să fie neglijabilă. Cîmpurile $B_{hf}^{(d)}$ au fost calculate pentru atomii neutri $3d^n 4s^2$ şi ionii $3d^n$ [185]. Acest cîmp hiperfin, negativ, depinde puţin de elementul de tranziţie din seria considerată, în schimb depinde puternic de starea de ionizare a impurităţii. Pentru ionii $3d^n$, $B_{df}^{(n)}$ are o valoare medie pentru $1\mu_B$ de -12T. Cîmpul $B_{hf}^{(orb)}$ pentru atomii neutri, în seria de tranziţie $3d$, creşte de la 15T la titan la 70T în cazul nichelului [185]. Acesta este superior, în valoare absolută, la $B_{hf}^{(d)}$.

În cazul materialelor diamagnetice efectele de ordinul unu ale interacţiei electron-nucleu date de hamiltonianul (IV.5.4) sînt nule. Interacţia electronilor cu nucleele se manifestă prin două efecte: (1) frecvenţa de rezonanţă nu mai este aceeaşi ca în cazul nucleului izolat; (2) în prezenţa cîmpului magnetic de inducţie $B_0 = \mu_0 H_0$, mişcarea de precesie Larmor a electronilor exteriori, produce un cîmp B_d care se suprapune peste cîmpul extern B_0. Pe de altă parte cîmpul B_0 poate deforma păturile electronice şi ca atare le polarizează. Învelişurile astfel polarizate, produc un cîmp magnetic B_p la nucleu. Deoarece B_d şi B_p sînt proporţionale cu B_0 avem $B = B_0(1-\sigma)$, unde σ este tensorul *deplasării chimice* şi depinde de distribuţia electronilor în jurul nucleului. În acest caz, prin intermediul electronilor au loc interacţii indirecte între spinii nucleari. Astfel, momentul magnetic nuclear produce un cîmp magnetic care deformează şi polarizează păturile electronice. Păturile astfel deformate produc în poziţia altui nucleu, un cîmp proporţional cu momentul primului nucleu şi astfel apare o interacţie biliniară între cele două momente. O descriere de detaliu a acestora este dată de Abragam [6] şi Grivet [186].

Efectele interacţiei electron-nucleu în substanţe paramagnetice pot fi analizate distinct pentru materiale metalice şi respectiv izolatori. Astfel, în cazul materialelor izolatoare, apare o interacţie de contact izotropă, cît şi interacţia momentului magnetic nuclear $\gamma\hbar I$ cu cîmpul magnetic, definit ca o distribuţie continuă a magnetizării de densitate $\mathbf{M} = -2\mu_B \rho \mathbf{S}$. Am notat prin $\mathbf{M}$ densitatea de magnetizare asociată cu spinul electronului iar $\rho = |\psi_L|^2$, unde ψ_L este funcţia de undă electronică. Pentru un electron nepereche cu momentul orbital îngheţat, avem

$$\mathcal{H} = \frac{16\pi\,\mu_0}{3}\gamma\hbar\mu_B(\mathbf{I}\,\mathbf{S})\;|\psi_L(\mathbf{R})|^2 + \mu_0\gamma\hbar\,\mu_B\,\nabla_R\int\frac{\mathrm{div}(S\rho(\mathbf{r}))}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}\,\mathrm{d}^3r, \tag{XI.3.4}$$

unde $\mathbf{R}$ defineşte poziţia nucleului, iar $\mathbf{r}$ este coordonata curentă.

Fenomenul de rezonanţă magnetică nucleară poate avea loc atunci cînd spinii nucleari cît şi cei electronici aparţin fie aceluiaşi atom, fie unor atomi diferiţi.

În cazul *metalelor*, interacţia electronilor cu spinii nucleari deşi este descrisă prin acelaşi hamiltonian ca în izolatori, prezintă anumite particularităţi. Astfel, în determinarea deplasării de frecvenţă trebuie să ţinem seama de faptul că electronii de conducţie nu sînt localizaţi. Astfel, fiecare spin nuclear „simte" simultan cîmpurile magnetice produse de ansamblul electronilor de conducţie ai metalului. Pe de altă parte este necesar să luăm în considerare, comportarea ansamblului de electroni, ce poate fi descrisă ca un gaz Fermi degenerat, chiar la temperatura camerei. Interacţia spinului nuclear $\mathbf{I}$ cu electronii, se poate obţine, sumînd valo-

rile medii ale interacţiilor descrise de hamiltonianul (IV.5.5) cu toţi electronii de conducţie. Spinul nuclear „simte" un cîmp intern, care suprapus peste cîmpul extern, produce o deplasare proporţională cu intensitatea cîmpului B_0 care este cunoscută sub denumirea de *deplasare Knight*, K[187]. Menţionăm că există o diferenţă esenţială între deplasarea paramagnetică în RMN, în substanţe izolatoare şi deplasarea Knight. În prima situaţie, fiecare spin nuclear „simte" cîmpul magnetic al unui singur spin electronic şi deci se poate înlocui cu media în timp, ca urmare a inversării frecvente a acestui spin datorită schimbului sau datorită timpilor de relaxare spin-reţea foarte mici. În cazul metalelor, fiecare spin nuclear, „simte" cîmpuri magnetice comparabile, produse de toţi electronii probei şi media se ia pe întregul subansamblu S_u. Avem

$$K = \Delta B/B_0 = \frac{32\pi^2}{3} \langle |\psi_k(0)|^2 \rangle_{Su} \chi_p M_{at}, \qquad \text{(XI.3.5)}$$

unde $\overline{\chi}_p$ este susceptivitatea magnetică pe unitatea de masă atomică M_{at}.

Interacţiile indirecte între spinii nucleari în metale pot fi descrise folosind modelul Ruderman-Kittel [188] (paragraful VII.5).

Rezonanţa magnetică nucleară, a fost observată şi în materiale ordonate magnetice, contribuind la o mai bună cunoaştere a comportării acestora. Problema RMN în metale ordonate magnetic este analizată în [189].

Să considerăm spre exemplificare un material antiferomagnetic. Un spin nuclear va „simţi", în cristal, în afară de cîmpul de inducţie B_0, un cîmp de intensitate mare B_e, de natură electronică. Spre deosebire de un paramagnet, spinii electronici nu se mai reorientează rapid unii faţă de alţii. Deplasarea frecvenţei mişcării de precesie nucleară este determinată prin valoarea instantanee a cîmpului electronic B_e, care este constantă în timp şi nu prin media în timp $\langle B_e \rangle$, care în starea paramagnetică este mult mai mică decît B_e. Pe de altă parte spinii nucleari care ocupă poziţii echivalente în reţea, nu se vor comporta identic, datorită existenţei subreţelelor magnetice.

Ne propunem în cele ce urmează să discutăm unele probleme privind studiul RMN al impurităţilor $3d$ în matrice metalice, cîmpurile hiperfine la nucleele ionilor nemagnetici în sisteme metalice şi contribuţia electronilor s şi p la interacţiile magnetice în compuşi cu pămînturi rare.

Să analizăm succint problema rezonanţei magnetice nucleare în *aliaje diluate*. Într-un cîmp extern de inducţie $\mathbf{B}_0$, hamiltonianul spinilor nucleari are forma $\mathcal{H} = -\gamma_n \mathbf{I}(\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_L)$, unde $\mathbf{B}_L$ provine din termenii hiperfini daţi de relaţiile (XI.3.2) şi (XI.3.3). Pentru a analiza efectul cuplajului hiperfin în RMN vom considera un caz mai simplu în care numai termenul hiperfin d este important [184]. În această situaţie, $\mathbf{B}_L$ este proporţional cu S. În cîmpul $\mathbf{B}_0$, paralel cu Oz, spinul S va efectua tranziţii între nivelele Zeeman ce corespund diferitelor valori S_z. Deoarece timpul caracteristic acestei fluctuaţii (timpul de relaxare electronică) T_e este mai mic ca perioada precesiei Larmor nucleare, T_n, spinii nucleari nu sînt sensibili decît la valoarea medie termodinamică $\langle S_z \rangle$ (deci la magnetizarea electronică). Astfel, în cazul nucleului de impuritate avem $\mathbf{B}_{ef} = \mathbf{B}_0 + \langle \mathbf{B}_L \rangle$. Rezonanţa nucleului de impuritate este deplasată faţă de frecvenţa caracteristică aceluiaşi nucleu în mediu nemagnetic. Această deplasare a liniei are aceeaşi origine ca deplasarea Knight, în metal,

aceasta fiind asociată cu $B_{hf}^{(s)}$ și cu polarizarea electronilor s. Deplasările liniilor de rezonanță sînt însoțite de lărgirea acestora datorită timpilor de relaxare nucleari, fapt ce face cvasi-imposibilă observarea RMN a impurităților puternic magnetice, mai ales în cazul cînd conținutul acestora este mai mic (pentru evitarea interacțiilor între ele).

Restricțiile de mai sus sînt parțial înlăturate atunci cînd magnetizarea este mică [190]. În acest caz deplasarea Knight este

$$K = \sum_i K_i = \sum B_{hf}^{(i)} \mu_B^{-1} \mu_0^{-1} \chi^{(i)}. \tag{XI.3.6}$$

În expresia de sus termenii i care au importanță sînt termenii d și orbital. Exceptează cazul în care impuritățile nu sînt magnetice, situație în care K devine la fel de mic ca în metalul pur și unde deplasările s sînt dominante. Cîmpurile hiperfine (d și respectiv orbital), au semne opuse, astfel încît semnul lui K este dat de efectul dominant. Termenii orbitali sînt importanți în aliajele AuCo și LuCo, comparativ cu aliajele AlMn sau AuV [184].

Astfel o analiză a contribuțiilor termenilor d și orbitali la deplasarea Knight implică necesitatea obținerii unor date suplimentare. Acestea pot rezulta din analiza timpului de relaxare nuclear.

Componentele fluctuante ale cîmpurilor locale $\mathbf{B}_L$ permit să se inducă tranziții între nivelele Zeeman nucleare și contribuie la relaxarea nucleară. Notînd $\mathbf{B}_L = \langle \mathbf{B}_L \rangle + \Delta \mathbf{B}_L$ contribuția corespunzătoare la timpul de relaxare nuclear longitudinal T_{n1} este

$$T_{n1}^{-1} = \frac{1}{2} \gamma_n^2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle \{ \Delta B_L^+ (t) \Delta B_L^- (0) \} \rangle \exp (i\omega_n t) \, dt. \tag{XI.3.7}$$

Conform cu (XI.3.3), cîmpurile locale sînt proporționale cu magnetizarea localizată pe poziția nucleară

$$\Delta \mathbf{B}_L^{(i)} = B_{hf}^{(i)} \Delta \mathbf{m}_i \mu_B^{-1} \tag{XI.3.8}$$

Am notat prin $B_{hf}^{(i)}$ cîmpul hiperfin la nucleul considerat și $\Delta \mathbf{m}_i$ fluctuațiile corespunzătoare ale magnetizării. În toate cazurile contribuțiile la T_{n1}^{-1} sînt proporționale cu transformata Fourier a funcției de corelație a magnetizării transversale corespunzătoare. Astfel pentru $\hbar\omega_n \ll k_B T$ avem

$$(T_{n1t})^{-1} = \gamma_n^2 \frac{B_{hf}^{(i)2} k_B T}{\mu_0 \mu_B^2 \omega_n} I_m \chi_i^T (\omega_n) \cdot \tag{XI.3.9}$$

Deci, prin metoda RMN se poate determina partea imaginară a susceptivității magnetice la frecvență cvasinulă (deoarece $\omega_n \ll \omega_e$). Am notat prin χ_i^T susceptivitatea transversală dată de $\chi_i^T(\omega) = \chi_e^T(1+\omega_e T_{e2})/[1-i(\omega-\omega_e)T_{e2}]$ iar T_{e2} este timpul de relaxare electronic transversal.

Pentru impurități magnetice, se admite că efectele hiperfine d sînt dominante. În acest caz, în acord cu relația (XI.3.9) avem

$$T_{n1}^{-1} \propto k_B T \frac{T_{e2}}{1 + \omega_e^2 T_{e2}^2}. \tag{XI.3.10}$$

Estimarea ordinului de mărime al lui T_{n1}^{-1} evidenţiază că pentru $\hbar\,\omega_0 \ll k_B T$ aceasta este prea mare pentru ca efectul RMN să poată fi observat.

În cazul impurităţilor slab magnetice (cu temperaturi T_K ridicate) poate fi observat semnalul RMN. În acest caz, susceptivitatea dinamică este descrisă în aproximaţia fazelor aleatoare (AFA). Studiul deplasării Knight evidenţiază că efectele orbitale nu sînt neglijabile. Deplasarea Knight este proporţională cu susceptivitatea statică $\chi_i(0)$

$$K_i = B_{hf}^{(i)}\,\mu_B^{-1}\,\mu_0^{-1}\,\chi_i(0). \qquad \text{(XI.3.11)}$$

Plecînd de la relaţiile (XI.3.9) şi (XI.3.11) se obţine

$$(T_{n1}\,T)_i\,K_i^2 = (\gamma_n^2\,\mu_0\,k_B)^{-1}\,\frac{\chi_i^2(0)}{\mathrm{Im}\,[\chi_i(\omega_n)/\omega_n]}. \qquad \text{(XI.3.12)}$$

Se poate evidenţia că expresia de mai sus se reduce la o relaţie Korringa modificată [191]:

$$(T_{n1}\,T)_d\,K_d^2 = 5\left(\frac{\gamma_e}{\gamma_n}\right)^2\frac{\hbar}{4\pi k_B}, \qquad \text{(XI.3.13)}$$

$$(T_{n1}\,T)_{orb}\,K_{orb}^2 = 10\left(\frac{\gamma_e}{\gamma_n}\right)^2\frac{\hbar}{4\pi k_B}. \qquad \text{(XI.3.14)}$$

Datele experimentale pentru toate sistemele studiate la $T \ll T_K$, evidenţiază o lege de tip $T_{n1}T$ = constant. Relaţiile (XI.3.13) şi (XI.3.14) nu pot fi însă verificate în mod individual deoarece nu există decît două relaţii experimentale:

$$(T_{n1}\,T)^{-1} = (T_{n1}\,T)_d^{-1} + (T_{n1}\,T)_{orb}^{-1};\quad K = K_d + K_{orb}, \qquad \text{(XI.3.15)}$$

fapt ce presupune neglijarea contribuţiilor electronilor s. În cazul în care sînt valabile ecuaţiile (XI.3.13) şi (XI.3.14), ţinînd seama de (XI.3.15), avem

$$K^2\,T_{n1}\,T_{n2} = 10\left(\frac{\gamma_e}{\gamma_n}\right)\frac{\hbar}{4\pi k_B}\,\frac{(1+u_1)^2}{2+u_1^2}, \qquad \text{(XI.3.16)}$$

unde $u_1 = K_d/K_{orb}$. Aceasta arată că modelul este valabil în cazul în care $\hbar(\gamma_e/\gamma_n)^2(4\pi k_B)^{-1}$ ia valori între 0 şi 10. Analiza rezultatelor experimentale [190] evidenţiază că relaţia (XI.3.16) nu este satisfăcută pentru AuCo şi AuNi, pentru care deplasarea Knight, este pozitivă şi susceptivitatea magnetică d neglijabilă. Probabil că în acest caz are loc o ridicare a degenerării orbitale de către cîmpul cristalin, care va modifica valoarea constantei implicată în relaţia (XI.3.14). În celelalte situaţii rezultatele se pot analiza considerînd modelul valabil şi determinînd K_d şi K_{orb}. Astfel în cazul aliajelor AuV, valoarea obţinută pentru K_{orb}, este în acord cu cea dedusă prin comparaţia dependenţei de temperatură a lui K şi a susceptivităţii statice [184]. Analiza folosind AFA poate fi folosită atît la sistemele magnetice ca AuV, sau nemagnetice ca AlMn. Aceasta suge-

rează că o comportare de tip fluctuații de spin ar putea fi valabilă pentru toate sistemele la $T \ll T_K$.

În cazul în care măsurătorile lui T_{n1} se fac asupra *nucleelor constituiente ale matricei*, rămîn valabile relațiile (XI.3.7) și (XI.3.9). Totodată numai interacția hiperfină s la nucleul matricei este importantă și susceptivitatea corespunzătoare se compune dintr-un termen de tip Pauli, la care se adaugă contribuția dinamică indusă de impuritate și care stă la originea polarizării de spin de tip RKKY. Pe de altă parte cuplajul dipolar între spinul electronic al impurității și spinul nuclear al nucleului matricei nu este un cuplaj scalar, cîmpurile locale fluctuante asociate la acest cuplaj putînd da naștere de asemenea la o contribuție la relaxarea nucleară a matricei.

Cîmpurile locale ΔB_L la poziția matricei depind de distanța pînă la impuritate și sînt în general mult mai mici ca cele prezente la nucleul impurității. În consecință contribuția impurității la relaxarea nucleară a matricei nu este destul de puternică pentru a face ca RMN a matricii să nu fie observată. S-a evidențiat în fapt, pentru sisteme puternic magnetice, că timpul de relaxare nuclear al matricei este mai mic ca timpul de relaxare Korringa în metalul pur. În cazul impurităților slab magnetice ca AlMn contribuția impurității este neglijabilă. Situațiile experimentale sînt deci opuse celor evidențiate în cazul RMN pe nucleul impuritate și ca atare cele două tipuri de măsurători se completează.

O problemă deosebit de mult analizată este cea a *cîmpurilor hiperfine la nucleele ionilor nemagnetici în sisteme metalice.* Atomii nemagnetici pot să existe fie ca impurități într-o matrice cu ioni magnetici sau constituenți nemagnetici într-un compus magnetic (aliaje Heusler). Modelele propuse [192—199] privind originea cîmpurilor hiperfine B_{hf} diferă prin

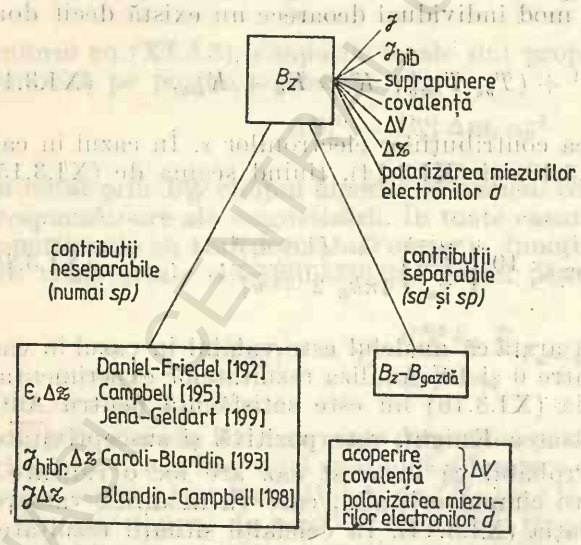


Fig. XI.22. — Schema ce reprezintă diferite contribuții la B_{hf} și legăturile între acestea, în diferite modele.

ipotezele de plecare. O sinteză a acestora este dată în figura XI.22. Modelele situate în partea stîngă pleacă de la conceptele și formalismul teoriei împrăștierii și presupun că B_{hf} provine în întregime prin efecte de polarizare ale electronilor de conducție. Modelul înglobează în categoria electroni-

lor de conducţie toţi electronii de valenţă ai atomilor impuritate *sp*. Acest fapt conduce la o perturbaţie puternică în polarizarea electronilor de conducţie *s*, care depinde de Δz diferenţa între numărul electronilor de valenţă ai atomilor impuritate şi ai atomilor matricei gazdă. Aceste modele pleacă de la comportarea rezistivităţii reziduale a impurităţilor *sp* în matrice de Cu, Ag şi Au. Experimental, s-a arătat că aceasta este proporţională cu $(\Delta z)^2$ [200]. Astfel, amplitudinile de împrăştiere ale atomilor impuritate, în sisteme nemagnetice, sînt proporţionale cu Δz. În matrice metalice situaţia este mai complexă. Rezistivitatea reziduală este dependentă de spin [201], datorită adăugării împrăştierii prin schimb J, de către momentul perturbator cauzat de impurităţi [202]. Astfel amplitudinea de împrăştiere nu mai este proporţională cu Δz. Ca un neajuns al acestor modele pentru cîmpurile hiperfine este faptul că formalismul teoriei împrăştierii este dezvoltat în funcţie de parametrii ce sînt greu de legat de mărimile măsurabile.

Modelele redate în partea dreaptă a figurii XI.22 presupun că B_{hf} la o impuritate nemagnetică poate fi separată în două contribuţii. Prima o constituie contribuţia polarizării electronilor de conducţie *s* în gazda magnetică. A doua este asociată direct cu atomul de impuritate şi provine din suprapunerea volumului, sau cîmpului hiperfin transferat între impuritate şi atomii gazdă apropiaţi (modelul nepotrivirii volumului). Se presupune că atomii de impuritate în metale de tranziţie gazdă tind să fie priviţi ca atomi gazdă. Astfel, fiecare impuritate contribuie numai prin aproximativ un electron *sp* la banda de conducţie a gazdei. Ceilalţi electroni *sp* sînt situaţi în principal, în imediata vecinătate a atomului impuritate, ecranînd sarcina în exces şi nu perturbă apreciabil polarizarea electronilor de conducţie *s* a matricei gazdă [203—205]. Aceasta evidenţiază că polarizarea electronilor de conducţie *s* în vecinătatea impurităţii este aproape independentă de numărul de electroni de valenţă ai impurităţii. Avantajul acestor modele constă în faptul că polarizarea electronilor *s* de conducţie, datorită gazdei, poate fi separată din valorile B_{hf} măsurate şi ca atare rămîne numai contribuţia datorită interacţiei structurilor electronice ale matricei gazdă şi atomului de impuritate. Acest fapt permite obţinerea de informaţii cu privire la funcţiile de undă ale atomilor gazdă şi ale celor de impuritate.

În cazul atomilor de impuritate de dimensiuni mici, ce au un grad neglijabil de acoperire cu atomii gazdă, ca de exemplu Cu, Ag şi Au în Fe, amîndouă modelele conduc, în esenţă, la aceleaşi rezultate.

Să rezumăm unele *date experimentale obţinute în studiul unor aliaje metalice*. Măsurătorile RMN al nucleul ^{63}Cu în aliaje CuMn, CuFe şi CuCo [206] evidenţiază că polarizarea de spin medie a electronilor de conducţie la distanţă mare de atomii de impuritate, este antiparalelă la spinul impurităţii. Studiile RMN la nucleele ^{27}Al introduse în aliaje PdMn, PdFe şi PdNi [207] evidenţiază că Fe şi Mn au momente magnetice localizate în timp ce în cazul nichelului nu apare un moment localizat. Măsurătorile RMN la ^{63}Cu în Ni_xCu_{1-x}, cu 45% at $\leqslant x \leqslant$ 54% at, evidenţiază o lărgire a liniei caracteristică polarizării magnetice datorită atomilor de nichel în stare magnetică, sau aproape magnetică, ca urmare a efectelor configuraţiei atomice locale [208]. Pe baza rezultatelor se propune un model pentru interpretarea polarizării magnetice la atomii de cupru, evidenţiind rolul pe care îl au atomii de Ni aproape magnetici în vecinătatea acestora.

Studiul deplasării RMN la ^{59}Co cît și al relaxării de spin în aliaje AuCo, confirmă caracterul nemagnetic al impurităților izolate de cobalt în aur [209]. Metoda RMN a fost folosită și la studiul aliajelor MoCo și WCo [210]. Cercetările au în vedere de asemenea studiul cîmpurilor hiperfine la ^{59}Co în aliaje ale cobaltului cu metalele de tranziție $3d$ [211].

Modelul fenomenologic al momentului dependent de configurația atomică locală, a fost elaborat plecînd de la măsurători prin RMN [212]. Vom exemplifica efectele vecinătății locale observate prin RMN la nucleele

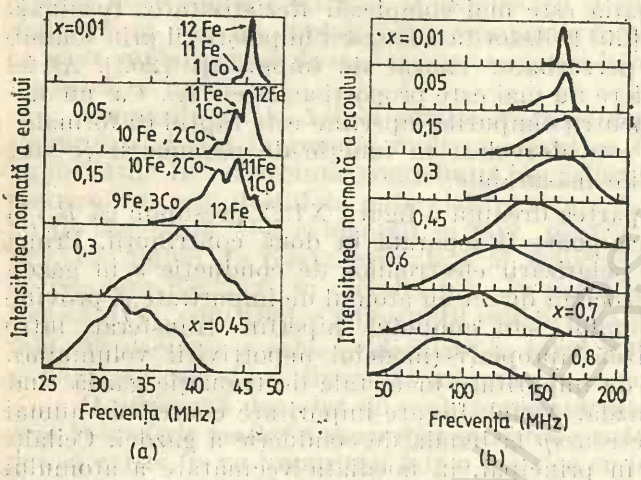


Fig. XI.23. — Spectre RMN observate la nucleele ^{89}Y (a) și ^{59}Co (b) în compușii $Y(Fe_xCo_{1-x})_2$.

9

Co [213] și ^{89}Y [214] în compușii $Y(Fe_xCo_{1-x})_2$. Așa cum se vede din figura XI.23, pot fi observate structuri satelit bine rezolvate, ce corespund la diferite configurații atomice locale Fe/Co. Din analiza valorilor cîmpurilor hiperfine s-a determinat momentul mediu pe atom de cobalt. Acesta este constant pentru $x \geqslant 0,7$ și apoi scade rapid, în concordanță cu măsurătorile magnetice [215]. La concentrații mici de fier, momentele magnetice ale atomilor de cobalt sînt induse de atomii de fier aflați în imediata lor vecinătate. Studiile efectuate pe nucleul ^{89}Y [214] evidențiază că momentele $3d$ sînt bine localizate, însă există o diferență între mărimea momentului mediu al Fe și Co. Dependența de compoziție a cîmpului hiperfin transferat datorită atomilor de Fe și Co arată că momentele cobaltului sînt sensibile la compoziția probei, în timp ce momentele fierului rămîn aproape constante în întregul domeniu de compoziție.

Studiile prin RMN la nucleele ^{59}Co au fost efectuate și asupra compușilor $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ [216], $Gd(Co_xNi_{1-x})_2$, [217, 218] și $Gd(Fe_xCo_{1-x})_2$ [219]. În cazul compușilor $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ se evidențiază coexistența a două tipuri de atomi de cobalt, unii care au un moment magnetic orientat antiparalel la cel al gadoliniului și alții care nu sînt magnetici. Analiza spectrelor RMN în compușii $Gd(Co_xNi_{1-x})_2$ [217] evidențiază un moment al cobaltului de aproximativ $1\mu_B$ și independent de compoziție.

Să analizăm contribuția electronilor s și d la interacțiile magnetice. În compușii cu pămînturi rare este deosebit de interesant a evidenția măsura în care electronii $6s$ sau $5d$ au un rol predominant la interacțiile magnetice. Problema prezintă interes în descrierea interacțiilor magnetice chiar în cazul cînd neglijăm dependența de q a integralei de schimb. Plecînd de la hamiltonianul (VII.1.2) se obține temperatura Curie paramagnetică (VII. 9.30). În cazul cînd generalizăm această relație considerînd

un model cu două benzi, avem $\theta_p \propto [\mathcal{J}_{sf}\langle s\rangle_s + \mathcal{J}_{df}\langle s\rangle_d]$ și respectiv o contribuție la cîmpul hiperfin $B_{hf} = -2[a_s\langle s\rangle_s + a_d\langle s\rangle_d]$ [220, 221]. Linia plină în figura XI.24 evidențiază corelația între B_{hf} și $\theta_p(T_c)$ pentru interacția ionilor pămînturilor rare cu polarizarea electronilor de conducție $6s$, iar linia întreruptă în cazul ionilor de pămînt rar cu polarizarea electronilor de conducție $5d$ (sau $6p$). Datele din figura arată că interacțiile implicînd

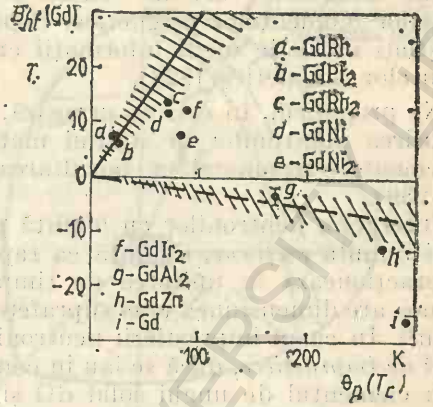


Fig. XI.24. — Corelația între cîmpurile hiperfine B_{hf} și θ_p în cazul interacțiilor implicînd polarizarea electronilor de conducție s și respectiv d.

electronii s sînt importante în compușii cu gadoliniu ce au valori $\theta_p(T_c)$ mici iar cele cu electronii $5d$ în cazul compușilor $GdAl_2$ și GdZn ce au valori $\theta_p(T_c)$ ridicate.

Din studiul dependenței de temperatură a deplasării Knight și a susceptivității magnetice, considerînd un model RKKY, se pot determina valorile integralei de schimb [222]. O sinteză a valorilor $\mathcal{J}$ în cazul compușilor cu pămînturi rare a fost dată de Van Diepen și colab. [223].

Metoda RMN a fost utilizată și la studiul aliajelor antiferomagnetice β—Mn și α—Mn[224—225]. În ordonarea antiferomagnetică un rol important îl are constanta de rețea și numărul mediu de electroni. Măsurători RMN la nucleele ^{59}Co, ^{51}V și ^{55}Mn s-au făcut și în cazul aliajelor antiferomagnetice cu crom [226].

Aliajul MnSi, după cum rezultă din studiile RMN la nucleele ^{55}Mn și ^{29}Si [227] are o structură de spin elicoidală. Procesele de magnetizare sînt interpretate prin tranziții între structura elicoidală și cea feromagnetică.

Un număr extrem de mare de izolatori magnetici au fost studiați prin RMN. Ne vom referi ca exemplu la rezultatele obținute asupra unui monocristal de $KNiF_3$. Măsurătorile la nucleul ^{19}F arată că densitățile de spin în orbitalii $2p\sigma$ și $2d\sigma$ ai fluorului sînt de $(3{,}78 \pm 0{,}20)\%$ și respectiv $(0{,}538 \pm 0{,}05)\%$ [227]. Legăturile de tip p sînt deosebit de importante în aceste cristale.

XI.4. Difracția de neutroni

Neutronul nu are sarcină electrică, masa este apropiată de cea a protonului, spinul este $S_n = 1/2$ iar momentul magnetic $1{,}913\mu_n$. Energia neutronilor obținuți prin fisiunea nucleelor de uraniu este de (0,5—3)MeV ($\times 1{,}6 \cdot 10^{-13}$J). După termalizare, energia medie a neutronilor la 20°C

este de 0,025 eV ($\times 1{,}6 \cdot 10^{-19}$J). Aceasta corespunde unei viteze de 220m/s și unei lungimi de undă asociate de 1,8 Å.

Proprietățile fizice remarcabile ale neutronului precum și posibilitatea de a obține fluxuri intense, cu lungimi de undă bine determinate, au făcut din împrăștierea neutronilor termici o metodă eficientă de studiu a staticii și dinamicii momentelor magnetice în solide. Determinarea structurii magnetice are în vedere evidențierea pozițiilor, orientărilor și valorilor momentelor magnetice. Separarea după energii a neutronilor împrăștiați inelastic oferă informații cu privire la dinamica atomilor și momentelor magnetice [228].

Ne propunem, în cele ce urmează, să analizăm unele aspecte legate de folosirea neutronilor în studiul materialelor magnetice. Pentru date complementare recomandăm consultarea unor lucrări specifice domeniului [229—239].

Interacția neutronilor cu o țintă poate fi descrisă cu ajutorul unei mărimi numită *secțiune*, definită ca raportul între numărul de neutroni, ce interacționează în unitatea de timp și densitatea fluxului incident. Secțiunea are dimensiunea unei suprafețe și se măsoară în barni (1 barn= 10^{-28} m^2). În cazul împrăștierii neutronilor se poate defini *secțiunea diferențială de împrăștiere*, dacă se iau în considerație numai neutronii împrăștiați în elementul de unghi solid $d\Omega$ și *secțiunea dublu diferențială* dacă se referă la neutronii împrăștiați în elementul de unghi solid $d\Omega$ și intervalul elementar de energii finale $d\in_f$.

Ne propunem să determinăm secțiunea de împrăștiere ce corespunde la diferitele procese. Pentru aceasta trebuie să cunoaștem probabilitatea de tranziție de la starea caracterizată prin vectorul de undă $\mathbf{k}$ la $\mathbf{k}'$, $W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'} = (2\pi/\hbar)|\langle\psi^*_{\mathbf{k}'}|\mathcal{V}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle d\tau|^2 \eta_{\mathbf{k}'}(\in)$. Am notat prin $\mathcal{V}$ potențialul de interacție care determină tranziția iar $\eta_{\mathbf{k}'}(\in)$ este densitatea stărilor împrăștiate pe energia unitate.

Interacția neutronilor cu materialul ordonat magnetic are loc atît cu nucleele cît și cu păturile incomplete ($3d$, $4d$, $4f$ sau $5f$), cu radicalii liberi sau cu magnetizarea benzilor electronice. Împrăștierea de nuclee este izotropă și lungimea de împrăștiere b este independentă de $\lambda^{-1}\sin\theta$, deoarece raza nucleului (10^{-14}—10^{-15})m este mult mai mică ca lungimea de undă a neutronilor termici (10^{-10}m). Împrăștierea magnetică depinde de proiecția magnetizării pe planul de împrăștiere. La împrăștierea magnetică contribuie numai componenta momentului magnetic perpendiculară la vectorul de împrăștiere (transversală) [240].

Energia potențială de interacție $\mathcal{V}$ între un neutron situat în poziția $\mathbf{r}$ și spinul $\mathbf{S}_n$ se poate scrie ca suma contribuției nucleare $\mathcal{V}_n$ și a celei magnetice $\mathcal{V}_m$ [232]

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_n + \mathcal{V}_m, \tag{XI.4.1}$$

unde $\mathcal{V}_n = \sum_{\mathbf{R}} \alpha_{\mathbf{R}}\delta(\mathbf{r}_n - \mathbf{R})$ iar $\mathcal{V}_m = \int \mathbf{A}(\mathbf{r}_n)\,\mathbf{j}(\mathbf{r})\,d\mathbf{r}$.

În cazul împrăștierii nucleare, sumarea se face după toate nucleele situate în poziția $\mathbf{R}$. Amplitudinea de împrăștiere nucleară $\alpha_{\mathbf{R}}$ depinde de spinul nuclear $\mathbf{I}_{\mathbf{R}}$

$$\alpha_{\mathbf{R}} = \frac{h^2}{2\pi M} b_{\mathbf{R}} + \mathcal{J}_{\mathbf{R}}\mathbf{I}_{\mathbf{R}}\mathbf{S}_{\mathbf{R}}. \tag{XI.4.2}$$

Am notat prin M masa neutronului, $b_{\mathbf{R}}$ este lungimea de împrăștiere, $A(\mathbf{r}_n)$ este potențialul vector al cîmpului în punctul $\mathbf{r}_n$, generat de momentul magnetic al neutronului iar $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ este suma densităților de curent, consecință a mișcării orbitale $\mathbf{j}_L$, și respectiv de spin $\mathbf{j}_S$.

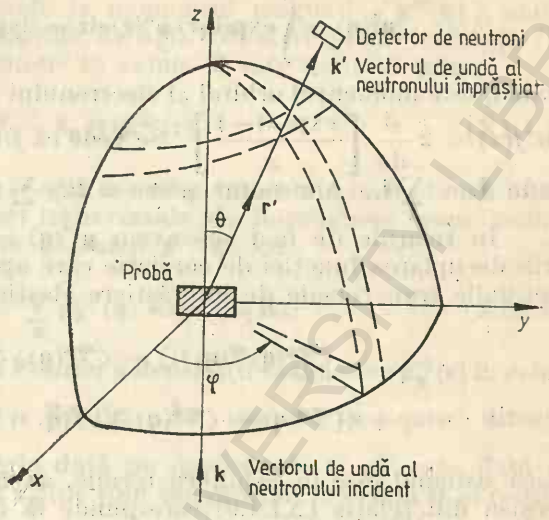


Fig. XI.25. — Împrăștierea unui neutron de probă.

Pentru a determina secțiunea transversală $d\sigma$ (fig. XI.25) este necesar a cunoaște fluxul de neutroni incident, $d\sigma = W_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}/\text{flux incident}$. Secțiunea transversală de împrăștiere $d^2\sigma(\mathbf{q})/d\Omega d\omega$ este dată de

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{M^2\mu_0}{(2\pi)^3\hbar^5}\,\frac{k'}{k}\int \exp(-i\omega t)[\langle \mathcal{V}^*(\mathbf{q})\,\mathcal{V}(\mathbf{q}, t)\rangle_T]_{ni}\,dt. \qquad \text{(XI.4.3)}$$

Am notat prin $d\Omega$ elementul de unghi solid $d\Omega = \sin\theta\, d\theta d\varphi$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}-\mathbf{k}'$ și $\omega = (\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}'})/\hbar$. Indicele T indică faptul că s-a luat media termică a operatorului considerat iar ni evidențiază că aceasta se face după toate orientările posibile ale neutronilor incidenți. $\mathcal{V}(\mathbf{q})$ reprezintă elementul de matrice al lui $\mathcal{V}$ între stările incidente $|\mathbf{k}\rangle$ și finale $|\mathbf{k}'\rangle$ ale neutronilor. Dacă notăm prin $\mathcal{H}$ hamiltonianul probei, avem

$$\mathcal{V}(\mathbf{q}, t) = \exp(i\mathcal{H}/\hbar)\,\mathcal{V}(\mathbf{q})\exp(-i\mathcal{H}/\hbar). \qquad \text{(XI.4.4)}$$

Elementele de matrice implicate în relația (XI.4.4) sînt

$$\mathcal{V}(\mathbf{q}) = \mathcal{V}_n(\mathbf{q}) + \mathcal{V}_m(\mathbf{q}), \qquad \text{(XI.4.5)}$$

cu

$$\mathcal{V}_n(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{R}} \alpha_{\mathbf{R}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R});$$

$$\mathcal{V}_m(\mathbf{q}) = -\frac{4\pi\hbar^2}{M}\,\frac{\gamma r_0}{2}\,\mu_0 S_{n\perp}[\mu^L(\mathbf{q}) + \mu^S(\mathbf{q})]. \qquad \text{(XI.4.6)}$$

Am notat prin r_0 raza clasică a electronului, $S_{n\perp}$ este componenta spinului perpendicular la vectorul de împrăștiere iar $\boldsymbol{\mu}_n = 2\gamma_n\mu_N\mathbf{S}_n$ cu $\gamma_n = -1{,}913$ și μ_N magnetonul nuclear.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Expresiile $\boldsymbol{\mu}^L(\mathbf{q})$ și $\boldsymbol{\mu}^S(\mathbf{q})$ sînt date de:

$$\boldsymbol{\mu}^L(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \sum_i [\mathbf{l}_i f(\mathbf{q}\mathbf{r}_i) + f(\mathbf{q}\mathbf{r}_i)\mathbf{l}_i]\, \mu_B, \tag{XI.4.7}$$

$$\boldsymbol{\mu}^S(\mathbf{q}) = \int \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})\, \boldsymbol{\mu}^S(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} = 2\mu_B \sum_i \mathbf{s}_i \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_i), \tag{XI.4.8}$$

unde $\mathbf{l}_i$ este momentul orbital al electronului i, $\mathbf{r}_i$ definește poziția acestuia, iar $f(x) = 2\dfrac{d}{dx}\left[\dfrac{\exp(x)-1}{x}\right]$. Se vede că $f(0) = 1$, astfel că $\boldsymbol{\mu}^L(0) = \mathbf{L}\mu_B$, unde $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i$. Am notat $\boldsymbol{\mu}^S(\mathbf{r}) = 2\mu_B \sum_i \mathbf{s}_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$.

În relațiile de mai sus avem $\boldsymbol{\mu}^{L*}(\mathbf{q}) = \boldsymbol{\mu}^L(-\mathbf{q})$ iar $\boldsymbol{\mu}^{S*}(\mathbf{q}) = \boldsymbol{\mu}^S(-\mathbf{q})$. Prin decuplarea funcției de corelație care apare în (XI.4.3) se pot obține secțiunile transversale de împrăștiere elastică și inelastică

$$\langle \mathcal{V}^*(\mathbf{q})\mathcal{V}(\mathbf{q}, t)\rangle = \langle \mathcal{V}^*(\mathbf{q})\rangle \langle \mathcal{V}(\mathbf{q}, t)\rangle +$$

$$+ \langle [\mathcal{V}^*(\mathbf{q}) - \langle \mathcal{V}^*(\mathbf{q})\rangle]\, [\mathcal{V}(\mathbf{q}, t) - \langle \mathcal{V}(\mathbf{q}, t)\rangle]\rangle. \tag{XI.4.9}$$

Dacă sistemul este în echilibru termic, avem $\langle \mathcal{V}(\mathbf{q}, t)\rangle = \langle \mathcal{V}(\mathbf{q})\rangle$. Primul termen din relația (XI.4.9) corespunde la împrăștierea elastică în timp ce ultimul definește secțiunea transversală inelastică. Astfel secțiunea transversală elastică este dată de

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega}\right)_{el} = \delta(\hbar\omega)\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{M^2}{(2\pi)^3\hbar^4}(2\pi)\,\delta(\hbar\omega)(\langle \mathcal{V}(-\mathbf{q})\rangle\langle \mathcal{V}(\mathbf{q})\rangle)_{ni}. \tag{XI.4.10}$$

unde $\delta(x)$ este funcția Dirac, $\delta(x) = (1/2\pi)\int \exp(ixt)\, dt$.

În cazul cînd vom lua media după orientările spinului neutronului secțiunea transversală de împrăștiere elastică este dată de suma contribuțiilor nucleare $(d\sigma/d\Omega)_n$, magnetice $(d\sigma/d\Omega)_m$ cît și de interferența între împrăștierile nucleare și cele magnetice $(d\sigma/d\Omega)_{nm}$. Astfel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_m + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nm} \tag{XI.4.11}$$

unde:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n = \sum_{\mathbf{R},\mathbf{R}'}\left[b_{\mathbf{R}}b_{\mathbf{R}'} + \frac{1}{4}\left(\frac{M}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \mathfrak{J}_{\mathbf{R}}^2 I_{\mathbf{R}}(I_{\mathbf{R}} + 1)\right]\langle \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R})\rangle\langle \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R})\rangle,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_m = \left(\frac{\gamma r_0\mu_0}{2}\right)^2 \langle \boldsymbol{\mu}_\perp(-\mathbf{q})\rangle\langle \boldsymbol{\mu}_\perp(\mathbf{q})\rangle,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nm} = \sum_{\mathbf{R}}\left[b_{\mathbf{R}}\langle \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R})\rangle \frac{\gamma r_0\mu_0}{2}\langle \boldsymbol{\mu}_\perp(\mathbf{q})\rangle \mathbf{p}_0 + \right.$$

$$\left. + \frac{\gamma r_0\mu_0}{2}\mathbf{p}_0\langle \boldsymbol{\mu}_\perp(-\mathbf{q})\rangle b_{\mathbf{R}}\langle \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R})\rangle\right].$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Am notat prin $\mu_\perp(\mathbf{q})$ componenta lui $\mu(\mathbf{q})$ în direcţia polarizării $\mathbf{R}(\mathbf{p}_0 = p_0\mathbf{R})$ Probabilitatea $p_{n\sigma}$ pentru spinul neutronului de a fi paralel sau antiparalel la $\mathbf{R}$ este dată de $p_n\uparrow\downarrow = (1/2)\ (1 \pm p_0)$. Dacă fasciculul de neutroni nu este polarizat, ultimul termen este nul.

Pentru a determina *factorii de formă orbitali şi de spin* vom introduce contribuţia fiecărei celule la momentul magnetic $\langle \mu^{(i)}(\mathbf{q}) \rangle$, unde i ($i = S, L$) reprezintă contribuţiile de spin (S) şi respectiv orbitală (L). Densitatea momentului magnetic în celula $\mathbf{R}$ este definită prin:

$$\mu_{\mathbf{R}}^{(i)} = \delta_{\mathbf{R}}(\mathbf{r})\,\mu^{(i)}(\mathbf{r}), \qquad \text{(XI.4.12)}$$

unde funcţia $\delta_{\mathbf{R}}(\mathbf{r}) = 1$, dacă $\mathbf{r}$ se află în celula cu centrul în $\mathbf{R}$ şi nulă altfel.

În expresiile secţiunilor transversale de împrăştiere vom include contribuţiile tuturor celulelor atomice $\mu^{(i)}(\mathbf{q})$ cu

$$\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{R}} \mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) \exp\,(i\mathbf{q}\mathbf{R}), \qquad \text{(XI.4.13)}$$

unde $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q})$ este transformata Fourier a densităţii magnetice $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{r})$ în celula $\mathbf{R}$, $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) = \int \mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{r}) \exp\,[i\,\mathbf{q}\,(\mathbf{r} - \mathbf{R})]\,d\mathbf{r}$. În cazul în care direcţia densităţii momentului în celula dată nu depinde de $\mathbf{r}$, $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}$ este dată de contribuţia momentului total $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}$(de spin sau orbital) în celula $\mathbf{R}$ şi respectiv de distribuţia spaţială a densităţii magnetice $\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) = \frac{\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}}{\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}} \int \langle \mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{r}) \rangle \times$ $\times \exp\,[i\,\mathbf{q}\,(\mathbf{r} - \mathbf{R})]\,d\mathbf{r}$.

Factorul de formă $F_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q})$ este definit prin

$$\langle \mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) \rangle_T = \mu_{\mathbf{R}}^{(i)} F_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}), \qquad \text{(XI.4.14)}$$

unde $F_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) = \frac{1}{\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}} \int \langle \mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{r}) \rangle \exp\,[i\,\mathbf{q}\,(\mathbf{r} - \mathbf{R})]\,d\mathbf{r}$.

Analiza de mai sus poate fi extinsă la densităţi de spin necoliniare direcţia de spin în fiecare celulă fiind caracterizată prin vectorul unitate $\eta(\mathbf{q})$. Astfel

$$\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}) = |\mu_{\mathbf{R}}^{(i)}|\ \eta^{(i)}(\mathbf{q})\ F_{\mathbf{R}}^{(i)}(\mathbf{q}). \qquad \text{(XI.4.15)}$$

Admiţînd o contribuţie orbitală şi de spin la momentul magnetic vor exista factori de formă, orbital $F_{\mathbf{R}}^{L}(\mathbf{q})$ şi de spin $F_{\mathbf{R}}^{s}(\mathbf{q})$ şi deci

$$\mu(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{k}} [F_{\mathbf{R}}^{s}(\mathbf{q})\,\mu_{\mathbf{R}}^{s} + F_{\mathbf{R}}^{L}(\mathbf{q})\,\mu_{\mathbf{R}}^{L}] \qquad \text{(XI.4.16)}$$

Interacţia nucleon-nucleon nu este complet cunoscută [230], însă din datele experimentale se admite că aceasta este de rază mică de acţiune ($1{,}5 \cdot 10^{-15}$m). Deoarece este mai mică ca lungimea de undă a neutronilor termici şi raza nucleară este numai cu aproximativ un ordin de mărime mai mare, împrăştierea nucleu-neutron poate conţine numai componente de tip s, respectiv împrăştierea este izotropă. Ca atare aceasta poate fi caracterizată prin *lungimea de împrăştiere*, b. Parametrul b poate fi com-

BUCAREST UNIVERSITY LIBRARY

plex și partea reală poate fi atît pozitivă sau negativă depinzînd de energia neutronilor incidenți și de nucleul particular implicat în împrăștiere. Partea imaginară a lui b descrie absorbția, și în majoritatea cazurilor este mică.

În calculul secțiunii transversale de împrăștiere va trebui să separăm împrăștierea coerentă de cea incoerentă. Împrăștierea coerentă provine de la proba care păstrează simetria cristalină (pentru împrăștierea nucleară) și simetria magnetică (pentru împrăștierea magnetică). Împrăștierea incoerentă provine din fluctuațiile spațiale ale ordonării de rază mare de acțiune.

Să considerăm pentru început *împrăștierea nucleară*. Singura formă a lui $\mathcal{V}(\mathbf{r})$ care (în aproximația Born) dă o împrăștiere izotropă este funcția delta. Ținînd seama de expresia lui $d\sigma = W_{\mathbf{k}+\mathbf{k}'}/$fluxul incident, vom obține $d\sigma/d\Omega = |b^2|$ și deci secțiunea transversală totală este $\sigma_b = 4\pi\,|b^2|$. Să considerăm împrăștierea pe o probă în care cele N nuclee sînt fixate rigid în rețea, poziția nucleului l fiind $\mathbf{R}_l$. În general nu există o corelație între valoarea b_l și $b_{l'}$, dacă l și l' au în vedere poziții diferite. Vom defini lungimea de împrăștiere medie $\langle b\rangle$ după toți izotopii și toate configurațiile atomice. În acest caz $b_l b_{l'} = \langle b\rangle^2 + (b_l b_{l'} - \langle b\rangle^2)$. Împrăștierea nucleară, în acest caz poate fi scrisă

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n\,coh.} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n\,incoh.} \tag{XI.4.17}$$

Pentru a explicita expresiile secțiunilor de împrăștiere din relația (XI.4.17), vom pleca de la relația (XI.4.11). Pentru aceasta vom defini poziția nucleului $\mathbf{R}_l$ ca suma poziției de echilibru $\mathbf{R}_{0l}$ și a deplasării $\delta\mathbf{R}_l$ față de aceasta $\mathbf{R}_l = \mathbf{R}_{0l} + \delta\mathbf{R}_l$. Vom folosi identitatea $\sum_{\mathbf{R}_l} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}_{0l}) = N\sum_{\mathbf{K}} \delta(\mathbf{q}, \mathbf{K})$, unde sumarea se face după toți vectorii de undă $\mathbf{K}$ ai rețelei reciproce. Contribuția vibrațiilor termice este dată de factorul Debye-Waller $|\langle\exp(i\mathbf{q}\delta\mathbf{R}_l)\rangle|^2 = \exp(-2w_q)$. În acest caz împrăștierea nucleară coerentă este

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n\,coh} = \langle b^2\rangle\,|\exp(-w_q)|\,N^2 \sum_{\mathbf{K}} \delta(\mathbf{q}, \mathbf{K}). \tag{XI.4.18}$$

Împrăștierea incoerentă este proporțională cu fluctuația lungimilor de împrăștiere, și nu depinde de $\mathbf{q}$ în cazul cînd nucleele atomice sînt „perfect" dezordonate, astfel, că nu există corelații între diferitele poziții. În acest caz $\langle b_l\, b_{l'} - \langle b\rangle^2\rangle = \delta_{ll'}(\langle b^2\rangle - \langle b\rangle^2)$ și deci

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n\,incoh} = N\,|\exp(-2w_q)|\left[\left(\langle b^2\rangle - \langle b\rangle^2\right) + \left(\frac{M}{2\pi\hbar}\right)^2 \mathfrak{J}_N^2 I(I+1)\right]. \tag{XI.4.19}$$

Similar cu analiza de mai sus, putem defini și împrăștierea magnetică coerentă. Pentru aceasta vom evalua expresia $\langle\langle\boldsymbol{\mu}(\mathbf{q})\ \boldsymbol{\mu}(-\mathbf{q})\rangle_T\rangle$, unde a doua medie este definită corespunzător distribuțiilor microscopice ale ato-

milor în pozițiile rețelei cristaline. Împrăștierea coerentă (Bragg) este definită prin

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{m\,coh} = \left(\frac{\mu_0 \gamma r_0}{2}\right)^2 \langle\langle \mu_\perp(\mathbf{q})\rangle \langle \mu_\perp(-\mathbf{q})\rangle\rangle. \qquad \text{(XI.4.20)}$$

Aceasta poate fi exprimată în funcție de factorii de formă și momentele magnetice, ținînd seama că

$$\langle \mu(\mathbf{q})\rangle = \sum_{\mathbf{R}_l} [\langle \mu^s_{\mathbf{R}_l} F^s_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q})\rangle + \langle \mu^L_{\mathbf{R}_l} F^L_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q})\rangle] \exp\,(i\mathbf{q}\,\mathbf{R}_l). \qquad \text{(XI.4.21)}$$

Ca exemplu, să explicităm relațiile de mai sus în cazul feromagneților și antiferomagneților [232]. Să notăm prin z direcția după care sînt orientate momentele magnetice iar prin $\mathbf{q}_u$ vectorul unitate în direcția vectorului de împrăștiere. Astfel

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{m\,coh} = \left(\frac{\mu_0 \gamma r_0}{2}\right)^2 [1 - (\mathbf{z}\,\mathbf{q}_u)^2]\,\langle \mu(\mathbf{q}\rangle \langle \mu(-\mathbf{q})\rangle,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{m\,incoh} = \left(\frac{\mu_0 \gamma r_0}{2}\right)^2 [1 - (\mathbf{z}\,\mathbf{q}_u)^2]\langle[\mu(\mathbf{q}) - \langle \mu(\mathbf{q})\rangle]^2\rangle, \qquad \text{(XI.4.22)}$$

unde $\langle \mu(\mathbf{q})\rangle = [\mu^s F^s(\mathbf{q}) + \mu^L F^L(\mathbf{q})]\, N \sum_{\mathbf{K}} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{K})$ iar $\mu^i = (1/N) \sum \mu^i_{\mathbf{R}_l}$.

Pentru *antiferomagneți* ,vom presupune că structurile magnetice pot fi separate în două subrețele identice, antiparalel orientate. Introducînd cel mai mic vector al rețelei reciproce $\mathbf{K}_{min}$ vom avea pentru cele două subrețele $\exp\,(i\mathbf{K}_{min}\,\mathbf{R}_l) = 1$ și respectiv -1. Astfel momentele magnetice $\mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t}$ vor fi modulate: $\mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t} = \exp(i\mathbf{K}_{min}\,\mathbf{R}_l)\,\mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l}$. Valoarea medie a lui $\mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t}$ definită prin $\langle F^{(i)}_{\mathbf{R}_l}\ \mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t}\rangle = F^i \mu^{(i)}_{lt}$ este independentă de $\mathbf{R}_l$. Astfel transformata Fourier medie a momentului magnetic este

$$\langle \mu(\mathbf{q})\rangle = \sum_{i,\mathbf{R}_l} \exp\,[i(\mathbf{q} - \mathbf{K}_{min})\,\mathbf{R}_l]\,\mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t} F^i = N \sum_i \mu^{(i)}_{\mathbf{R}_l t} F^i(\mathbf{q}) \sum_{\mathbf{K}} \delta[(\mathbf{q} - \mathbf{K}_{min}), \mathbf{K}].$$

Secțiunea transversală de împrăștiere magnetică coerentă este dată de

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{m\,coh} = \left(\frac{\gamma \mu_0 r_0}{2}\right)^2 [1 - (\mathbf{z}\,\mathbf{q}_u)^2]\, N^2 \sum_{i,j} \mu^{(i)}_t F^{(j)} \mu^{(i)}_t F^{(j)} \times$$
$$\times \exp(-2w_q) \sum_{\mathbf{K}} \delta[(\mathbf{q} - \mathbf{K}_{min}), \mathbf{K}]. \qquad \text{(XI.4.23)}$$

Pentru a analiza tipul de structură magnetică, vom considera un metal (aliaj) în care vom presupune un atom pe celula unitate. Vom nota:

$$\frac{\gamma r_0 \mu_0}{2} F^i_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q})\,\langle \mu^{(i)}_{R_l}\rangle = f^{(i)}_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q}) \text{ iar } \langle f_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q})\rangle = f^{(s)}_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q}) + f^{(L)}_{\mathbf{R}_l}(\mathbf{q}).$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă neutronii nu sînt polarizaţi, împrăştierea magnetică poate fi obţinută măsurînd $d\sigma/d\Omega$ în cazul probei la care magnetizarea este paralelă şi respectiv perpendiculară la $\mathbf{q}$. Astfel $(d\sigma/d\Omega)_{\perp} - (d\sigma/d\Omega)_{\parallel} = N \sum_{\mathbf{K}} \langle f^2(\mathbf{K})\rangle \delta_{\mathbf{q},\mathbf{K}}$. Funcţia $\langle f(\mathbf{K})\rangle$ poate fi obţinută şi în mod direct folosind neutroni polarizaţi. În acest caz este suficient a determina împrăştierea cînd componenta magnetizării probei este paralelă sau antiparalelă la vectorul de polarizare $\mathbf{p}_0$. Astfel pentru $\mathbf{q}=\mathbf{K}$ se obţine $(d\sigma/d\Omega)_{\uparrow} - (d\sigma/d\Omega)_{\downarrow} = 4p_0\langle b\rangle\langle f(\mathbf{K})\rangle$. Funcţia $\langle f(\mathbf{K})\rangle$ poate fi separată în două funcţii ce descriu contribuţia spinului şi respectiv orbitală $\langle f(\mathbf{K})\rangle = \langle f^s(\mathbf{K})\rangle + \langle f^L(\mathbf{K})\rangle$ cu $\langle f^{(i)}(\mathbf{K})\rangle = (\mu_0\gamma r_0/2)\langle \mu^{(i)}\rangle F^{(i)}(\mathbf{K})\rangle$. Am notat prin $\langle \mu^{(i)}\rangle$ momentul magnetic mediu orbital şi respectiv de spin ($i=L, s$). Acesta se determină prin măsurarea momentului mediu pe atom şi respectiv a factorului giromagnetic g.

Să analizăm modul de interpretare a datelor experimentale în măsurători de difracţie prin neutroni. Factorii de formă sînt anizotropi deci depind de direcţia de împrăştiere a lui $\mathbf{q}$ faţă de axele cristalului însă dependenţa radială este aproape similară cu cea a factorului de formă, d, atomic corespunzător, $F_{at}(q) = 4\pi \int |f(\mathbf{r})|^2 \frac{\sin qr}{r} r dr$, unde $f(\mathbf{r})$ este funcţia radială atomică d. Acest fapt arată că momentul magnetic în sisteme cu elemente de tranziţie $3d$ provine în principal de la funcţiile d. În metale, momentul magnetic $\langle \mu(\mathbf{r})\rangle$ este suma contribuţiilor atomice $\langle \mu_a(\mathbf{r})\rangle$ şi respectiv a unei polarizări negative în punctul $\mathbf{r}_B$, lîngă suprafaţa celulei atomice, $\langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle$, deci

$$\langle \mu(\mathbf{r})\rangle = \langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle + \langle \mu_a(\mathbf{r})\rangle. \qquad \text{(XI.4.24)}$$

Prin integrare avem

$$\langle \mu\rangle = \int \langle \mu(\mathbf{r})\rangle dr = \Omega \langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle + \langle \mu_a\rangle, \qquad \text{(XI.4.25)}$$

unde $\langle \mu_a\rangle = \int \mu_a\langle \mathbf{r}\rangle d\mathbf{r}$ iar $\langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle = \langle \mu\rangle \frac{1}{\Omega} \sum_{\mathbf{k}} F(\mathbf{k}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_B)$.

În scopul de a obţine o valoare precisă pentru $\langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle$ este necesar de a avea date experimentale într-un domeniu extins de valori $\mathbf{k}$.

Prezentăm în figura XI.26 densitatea momentului mediu pentru nichel [241] în lungul direcţiei [100]. Densitatea momentului este practic constantă pentru $r \simeq r_B$. În acest caz putem să determinăm valoarea $\langle \mu(\mathbf{r}_B)\rangle$ pentru o regiune mică Ω_B a razei $r_l = \xi a$ (unde a este parametrul de reţea), centrată pe r_B.

Prin tehnica de transformare Fourier se poate obţine „harta" momentului magnetic. Exemplificăm aceasta în cazul nichelului (fig. XI.27). Studiile efectuate evidenţiază că momentul magnetic este anizotrop, în nichel şi fier, însă practic cu simetrie sferică în jurul fiecărui atom în cazul cobaltului [241—243].

Prin analiza factorilor de formă se pot separa contribuţiile orbitale şi de spin. Astfel factorii de formă pentru contribuţiile de spin şi respectiv orbitale sînt daţi de [244, 245]

$$F^s(K) = 4\pi \int r^2 |f_d(r)|^2 \frac{\sin Kr}{Kr} dr, \qquad \text{(XI.4.26)}$$

$$F^L(K) = 4\pi \int r^2 |f_d(r)|^2 \frac{3}{(Kr)^3} (\sin Kr - Kr \cos Kr) dr. \qquad \text{(XI.4.27)}$$

Factorul de formă sferic este

$$F^{sf}(K) = sF^s(K) + (1 - s)F^L(K), \qquad \text{(XI.4.28)}$$

unde $s = (\mu_a - \mu_L)(\mu_a)^{-1}$.

Prin iterare se poate determina funcția de formă $f_d(r)$ care descrie corect factorul de formă sferic, F^{sf}. Compararea factorilor de formă $F^s(K)$,

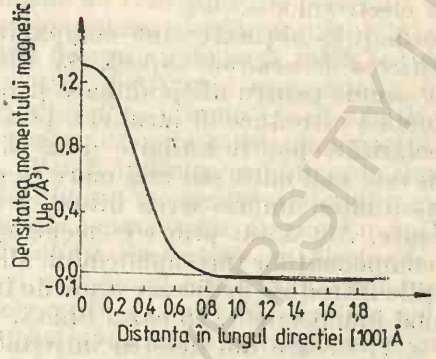


Fig. XI.26. — Densitatea momentului mediu $\mu(r)$ a nichelului în direcția [100].

cu factorii de formă polarizați de spin, pentru densitatea de spini $3d$, arată că densitatea de spin în metale de tranziție verifică calculele atomice [245]. Contribuția orbitală nu este importantă. Prezentăm mai jos valorile momentelor magnetice ale nichelului [241] și cobaltului [244], determinate prin difracție de neutroni (Ni : $\mu_d^s = 0{,}656\mu_B$, $\mu^L = 0{,}055\mu_B$, $\mu^{neg} = -0{,}105\mu_B$;

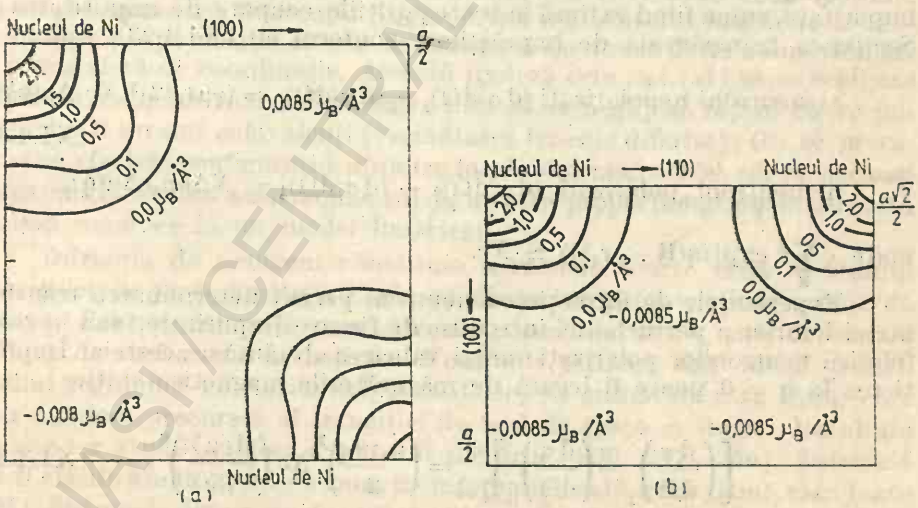


Fig. XI.27. — Imaginea densității de spin a nichelului (a) în planul (100) și (b) în planul (111).

Co : $\mu_d^s = 1{,}86\ \mu_B$. $\mu^L = 0{,}130\ \mu_B$, $\mu^{neg} = -0{,}280\ \mu_B$. Polarizarea negativă a electronilor s poate fi justificată într-un model ce ia în considerare hibridizarea benzilor s și d.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În cazul aliajelor, împrăştierea Bragg permite: (1) determinarea densităţii s medii $\langle \mu^{neg} \rangle$; (2) determinarea momentelor orbitale şi de spin medii şi a distribuţiei acestora, în cazul cînd funcţiile de undă d se presupun a fi independente de configuraţia atomică locală cît şi de atomul considerat; (3) determinarea anizotropiei medii pentru distribuţia d (în aproximaţia de mai sus); (4) dacă se folosesc factorii de formă ai fiecărui tip de atom şi se presupune că aceştia sînt independenţi de configuraţia atomică locală se determină distribuţia momentului mediu al atomilor constituenţi $\langle \mu_A(r) \rangle$, $\langle \mu_B(r) \rangle$,... ; (5) separarea contribuţiei de spin şi orbitale d cît şi a electronilor s.

Informaţiile obţinute sînt comparate, în cazul cînd este posibil, cu *împrăştierea de neutroni difuză*. Să analizăm această tehnică în două situaţii şi anume pentru aliaje diluate şi respectiv concentrate. O impuritate magnetică introduce în jurul ei o polarizare. În funcţie de extinderea acestei polarizări pot fi întîlnite două situaţii, după cum dimensiunea polarizării este mai mică sau mai mare ca distanţa medie între impurităţi. În prima situaţie, împrăştierea difuză provine de la cele Nc polarizări independente. Am notat prin c concentraţia ($c \ll 1$). Pentru concentraţii mari ale componenţilor (presupunem un aliaj binar cu atomi de tip A şi B) perturbaţiile introduse de fiecare atom de impuritate nu mai pot fi considerate în mod independent. În cazul limită, cînd impurităţile nu interacţionează ($c \ll 1$) fiecare din acestea introduc o perturbaţie magnetică centrată pe poziţia $\mathbf{R}$ ce o ocupă. Perturbaţia totală $\langle \Delta\mu_t(\mathbf{q}) \rangle$, ţinînd seama de (XI.4.13), este

$$\langle \Delta\mu_t(\mathbf{q}) \rangle = \sum_{\mathbf{R}} \Delta\mu_R(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}) \,;\; \Delta\mu(\mathbf{q}) = \int \Delta\mu(\mathbf{R}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R})\, d\mathbf{R}, \qquad \text{(XI.4.29)}$$

unde $\Delta\mu(\mathbf{q})$ este transformata Fourier a polarizării introduse de fiecare impuritate, suma fiind extinsă la toate poziţiile ocupate de impuritatea A. Secţiunea transversală de împrăştiere, conform cu (XI.4.23), este:

$$\text{a) neutroni nepolarizaţi } (d\sigma/d\Omega)_{\perp} - (d\sigma/d\Omega)_{\parallel} = (\gamma\mu r_0/2)^2\, Nc\, |\Delta\mu(\mathbf{q})|^2 \,; \qquad \text{(XI.4.30)}$$

$$\text{b) neutroni polarizaţi } (d\sigma/d\Omega)_{\uparrow} - (d\sigma/d\Omega)_{\downarrow} = N\Delta b p_0 c \Delta\mu(\mathbf{q}),$$

unde $\langle \sum_{\mathbf{R}}^{A} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_i)] \rangle \simeq Nc$.

Experienţele de difracţie cu neutroni permit determinarea transformatei Fourier a perturbaţiei introduse de fiecare impuritate, sau în cazul folosirii neutronilor polarizaţi numai valoarea absolută a acesteia. Împrăştierea la $\mathbf{q} = 0$ poate fi legată de măsurătorile magnetice statice

$$\left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\perp} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\parallel}\right]_{q=0} = \left(\frac{\mu_0 \gamma r_0}{2}\right)^2 Nc \left(\frac{d\langle\mu\rangle}{dc}\right)^2, \qquad \text{(XI.4.31)}$$

unde $\Delta\mu(q = 0) = d\langle\mu\rangle/dc$ reflectă modificarea magnetizării introduse de fiecare impuritate iar $\langle\mu\rangle$ reprezintă magnetizarea medie a unui atom.

Extensia perturbaţiei magnetice introdusă de o impuritate poate fi determinată prin analiza rezultatelor experimentale. Aceasta este localizată dacă $\Delta\mu(\mathbf{q})$ depinde de $|\mathbf{q}|$ similar cu factorul de formă. Dacă $\Delta\mu(\mathbf{q})$

variază cu $|\mathbf{q}|$ corespunzător unui interval de valori mai mari ca factorul de formă, atunci perturbația este extinsă. Determinarea cantitativă a lui $\Delta\mu(r)$ din transformata Fourier a datelor experimentale este dificilă din cauza: (1) lipsa de precizie a datelor experimentale; (2) intervalul mic de valori $\mathbf{q}$ studiat pînă în prezent,; (3) faptul că majoritatea experienţelor au fost efectuate asupra probelor policristaline cu neutroni nepolarizaţi.

În *aliaje concentrate* perturbaţiile introduse nu mai pot fi considerate independente. Astfel în sisteme de tip A_xB_{1-x} fiecare atom (A sau B) are un moment care este dependent de configuraţiile celorlalţi atomi din cristal. În acest caz putem determina numai mediile ansamblului şi, pentru o concentraţie dată şi parametrii de ordine de rază mică (ce determină ordinea atomică), putem caracteriza distribuţia momentelor magnetice prin două probabilităţi de distribuţie $P_i(\mu_i)$, unde $i = A$ sau B iar $P_i(\mu)$ este densitatea de probabilitate pentru ca momentul unei poziţii ocupate de un atom de tipul i, să fie μ. Pot fi întîlnite următoarele situaţii: (1) *aliaje diluate* în care lărgimea distribuţiei momentului atomilor gazdă provine din fluctuaţii independente ale momentelor magnetice $\Delta\mu(\mathbf{R})$ introduse de fiecare impuritate; (2) *aliaje concentrate cu fluctuaţii mici ale momentelor* ($\Delta\mu_i \ll \langle\mu_i\rangle$). În acest caz aliajul este caracterizat, pentru fiecare concentraţie, prin momentele medii $\langle\mu_i(c)\rangle$ şi fluctuaţiile pot fi neglijate. Acesta este cazul cînd perturbaţia introdusă prin înlocuirea unui atom i în poziţia $\mathbf{R}$ este localizată în celula atomică R. Aproximaţia e valabilă pentru concentraţii mici şi intermediare şi respectiv perturbaţii localizate; (3) *aliaje concentrate cu fluctuaţii mari şi efecte ale configuraţiei atomice locale*. În acest caz este necesar a introduce distribuţiile $P_i(\mu)$. Aceste situaţii sînt analizate în detaliu de Gautier [232]. Studiile pot fi utilizate şi la testarea modelului momentului dependent de configuraţia atomică locală (paragraful VII.18). Pentru aceasta pot fi folosite două ipoteze: (a) se presupune că fluctuaţia $(\mu_{i\mathbf{R}} - \langle\mu_i\rangle)$ a momentului magnetic al atomului i ce ocupă poziţia $\mathbf{R}$ este determinată de numărul de atomi similari în prima sferă de coordinaţie. Această ipoteză cere ca: (a1) să se neglijeze influenţa vecinilor mai îndepărtaţi; (a2) să se neglijeze faptul că vecinii atomului $\mathbf{R}$ nu sînt echivalenţi (vecinătatea lor este diferită); (b) se presupune că efectele configuraţiei atomice locale sînt mici astfel că, în aceleaşi aproximaţii ca mai sus, momentul $\mu_i(n)$ este proporţional cu n. Această ipoteză conduce la un model liniarizat.

Difracţia de neutroni constituie o metodă foarte utilă în studiul *tranziţiilor de fază*. Radiaţia cuplează direct cu parametrii de ordine de interes. Pentru sistemele magnetice este metoda unică care determină ordinea de rază mare de acţiune. Neutronii termici sînt ideali pentru studiul regiunilor ce fluctuează cvasistatic, cu ordine de rază mică, care apar ca efect precursor al tranziţiei de fază de speţa a doua. Rezultate ale acestor studii au fost expuse în lucrările [230, 247—250]. Sistemele pot fi clasificate în acord cu zona de interacţie: rază mică (Rm), rază mare (RM). Sistemele dominate de anizotropie spaţială ($m = 1$), interacţii dipolare şi RKKY sînt notate prin RM. În tabelul XI.2 se redau unii exponenţi critici obţinuţi prin studii cu neutroni. În cazul sistemelor cu $d = 1$ şi $n = 2$ şi respectiv $n = 3$ aceştia coincid cu prezicerile teoriei clasice. Relaţia (VII.3.6) a fost verificată de Ikeda şi colab. [253]. În general, materialele studiate sînt tridimensionale. Analiza atentă a măsurătorilor

TABELUL

Exponenții

d	n	Tipul interacției	Material	α	β	γ
1	1	Rm	—			
1	2	Rm	$CsNiF_3$			
1	3	Rm	TMMC			
2	1	Rm	K_2CoF_4	lg	0,123±0,008	1,71±0,04
2	2	Rm	$CoBr_2 \cdot 6H_2O$		0,263±0,007	1,50±0,20
2	3	Rm	K_2NiF_4	−1/8	0,138±0,004	1,70±0,20
3	1	RM	$LiTbF_3$	0×lg	(1/2)×lg	1×lg
3	3	Rm	EuO, EuS	−0,04	0,36 ±0,01	1,39±0,04
3	3	Rm	$RbMnF_3$		0,32 ±0,02	1,37±0,03
3	2−4	RM	Tb		0,25 ±0,01	1,33±0,02
3	4	RM	Ho		0,39 ±0,04	

*) Pentru notații vezi paragraful X.5.

de împrăștiere prin neutroni în $LiTbF_3$ [256] concordă cu prezicerile aproximației grupului de renormare [261]. Cele mai tipice exemple de feromagneți Heisenberg izotropi ($d = 3$) sînt EuO și EuS. Analiza fenomene-

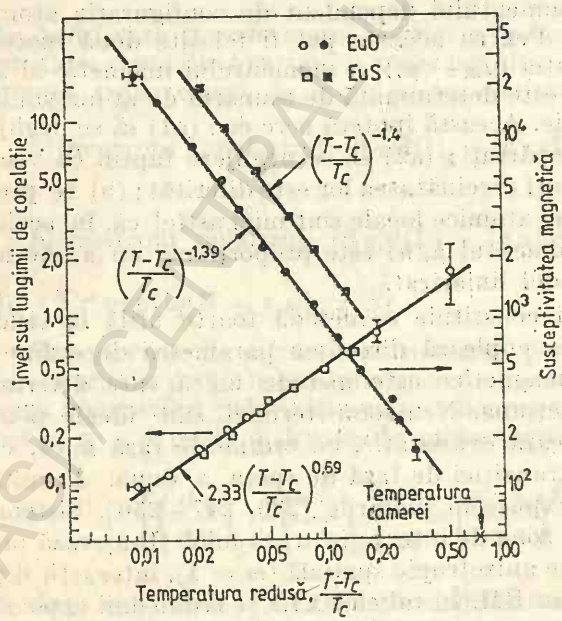


Fig. XI.28. — Dependența de temperatură a lungimii de corelație și a susceptivității la EuO și EuS.

lor critice la aceste substanțe au confirmat în detaliu prezicerile teoretice privind exponenții și raportul amplitudinilor. Unele date sînt redate în figura XI.28 [257].

critici *) [250]

2ν	δ	η	B	C_0/C_0'	N'/N	Referința
2	—	—	—	—	—	[251]
2	—	—	—	—	—	[252]
1,94±0,09		0,2±0,1	1,16±0,03			[253]
1,70±0,20						[254]
1,80±0,20		0	1			[255]
1×lg			1,70±0,50	2		[256]
1,36±0,04	4,5±0,1	(0,07)	1,17±0,02	5±2	2,4	[257]
1,40±0,02		0,06±0,01				[258]
1,32±0,04						[259]
						[260]

Măsurătorile prin împrăștiere de neutroni se relevă deosebit de utile în studiul aliajelor de tip sticlă de spin [262]. Măsurătorile secțiunii transversale de împrăștiere totale, la vectori de undă mici evidențiază o serie de temperaturi de înghețare, ce pot fi extrapolate la temperatura corespunzătoare obținută prin studii magnetice statice. Măsurătorile directe ale dinamicii spinilor nu evidențiază comportarea critică specifică tranzițiilor de ordinul doi, în schimb sugerează calitativ valabilitatea formelor calculate ale funcției de self-corelație [263], dacă se presupune o zonă de temperaturi de înghețare în loc de o singură temperatură de „ordine". Diminuarea continuă a intensității împrăștierii cvasielastice însoțită de o creștere a împrăștierii elastice poate fi justificată dacă admitem un proces continuu de „înghețare" a spinilor. Faptul că temperatura la care susceptivitatea are un maxim este dependentă de constanta de timp a măsurătorilor concordă cu descrierea „înghețării" și nu cu modelele care sugerează o tranziție de fază bruscă.

XI.5. Rezonanță nucleară gama fără recul (efect Mössbauer)

Trăsătura specifică a metodei [264] constă în folosirea tranziției γ de energie relativ joasă, a nucleelor încorporate rigid în rețeaua cristalină. În figura XI.29 prezentăm aranjamentul schematic al unei experiențe de rezonanță nucleară γ. Sursa va emite, prin dezexcitare, o radiație de energie $\epsilon_0 = \epsilon_e - \epsilon_f = \hbar\omega_0$. Radiația γ poate fi absorbită, dacă în drumul acesteia se află un sistem identic cu sursa (absorbant). În acest caz energia radiației va modifica energia stării fundamentale și ca atare, nucleul trece într-o stare excitată ϵ_e. Starea excitată are un timp de viață mediu τ, după care revine în starea fundamentală. Dezexcitarea de realizează

fie prin emisia radiației electromagnetice $\hbar\omega_0$, fie printr-un alt canal posibil de dezintegrare, ca de exemplu conversia internă. Rezonanța poate fi observată atît prin detectarea radiației reemise într-o direcție, diferită de aceea a radiației incidente (împrăștierea rezonantă), sau prin măsurarea intensității radiației transmise prin absorbant (absorbția rezonantă).

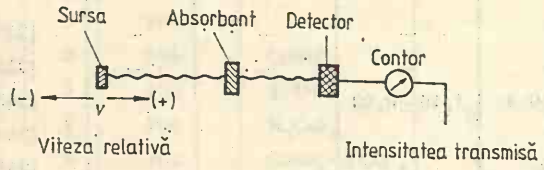


Fig. XI.29. — Aranjamentul schematic al unei experiențe de rezonanță nucleară gamma.

Sursa conține nuclee care prin dezintegrare radioactivă (de exemplu β) trec într-o stare excitată de energie ϵ_e. Nucleul revine apoi în starea fundamentală ϵ_f, prin emisia unor fotoni de energie ϵ_γ. Conservarea impulsului nucleelor libere implică o energie de recul a nucleului emitent $\epsilon_R = \epsilon_\gamma^2/2Mc^2$, unde M reprezintă masa nucleului și c viteza luminii. Aplicînd principiul conservării energiei, rezultă că $\epsilon_\gamma = \epsilon_0 - \epsilon_R$. În mod similar, pentru a excita un nucleu de la starea ϵ_f la ϵ_e, energia fotonului va trebui să fie $\epsilon'_\gamma = \epsilon_0 + \epsilon_R$. Astfel energia de emisie este deplasată spre valori mai mici, comparativ cu cea a tranziției nucleare, în timp ce energia absorbită este deplasată spre energii mai ridicate.

Distribuția energiei radiației are o formă lorentziană, dată de relația Breit-Wigner

$$I(\epsilon) = \text{ct}\left(\frac{\Gamma_n}{2\pi}\right)\frac{1}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + (\Gamma_n/2)^2}. \qquad \text{(XI.5.1)}$$

Am notat prin Γ_n lărgimea liniei la jumătatea înălțimii. Dacă într-o experiență de absorbție rezonantă, sursa este constituită din nuclee radioactive libere (în stare excitată), distribuția de tip lorentzian va fi centrată la o valoare a energiei $\epsilon_0 - \epsilon_R$. Dacă receptorul este constituit din nuclee de același tip (în stare fundamentală), absorbția rezonantă este centrată la o valoare a energiei $\epsilon_0 + \epsilon_R$. Absorbția rezonantă nu va putea avea loc decît dacă energia radiației emise de sursă și respectiv cea absorbită au o bandă comună. Astfel absorbția rezonantă a fotonului emis poate să aibă loc cînd ϵ_R este comparabil sau mai mic ca $\Gamma_n\hbar$, Γ_n fiind lărgimea stării excitate. Această lărgime este legată de timpul de viață mediu a stării ϵ_e prin relația de incertitudine a lui Heisenberg ($\Gamma_n\tau \geqslant \hbar$). Pentru nucleul ^{57}Fe cu $\tau = 1{,}4 \cdot 10^{-7}$s, lărgimea liniei este de $7{,}36 \cdot 10^{-28}$J. Deoarece energia ϵ_R a primei stări excitate a nucleului ^{57}Fe este de $3{,}04 \cdot 10^{-20}$J, condiția de rezonanță nu poate să fie îndeplinită pentru nucleele libere, cu toate că energiile de tranziție pentru sursă și absorbant sînt identice.

Dacă nucleul este fixat rigid în cristal, masa M, în expresia energiei de recul, va fi înlocuită prin masa întregului cristal și ca atare ϵ_R tinde spre zero. Impulsul de recul va fi preluat de centrul de masă al crista-

lului, iar energia de recul de vibrațiile rețelei cristaline. O tranziție individuală γ, în general este însoțită de tranziții ale fononilor, care pot conduce la deplasări în energia cuantei γ. Spectroscopia de rezonanță nucleară γ folosește însă exclusiv tranziții gama ce nu sînt însoțite de tranziții ale fononilor, numite *tranziții fără recul*, deoarece se caracterizează prin absența deplasării în energie, ϵ_R. Tranzițiile fără recul atît în spectrele de emisie cît și de absorbție au aceeași energie ϵ_0, în timp ce restul radiației γ emise sau absorbite este în afara acestui „semnal". Ca atare metoda folosește doar fotonii radiației γ emise la energia ϵ_0. Restul spectrului format din radiații γ cu energii de tranziții diferite, ce pot fi prezente în sursă, formează fondul nerezonant. Liniile γ, rezultat al tranzițiilor fără recul, au o formă lorentziană cu lărgimea $\Gamma_n = 1{,}054 \cdot 10^{-34}/\tau$ J. Timpii de viață medii a radiației γ de energie joasă sînt cuprinși între 10^{-5} și 10^{-10} și corespund la lărgimi ale liniilor naturale de $10^{-29} < \Gamma_n < 10^{-24}$J. Puterea de rezoluție relativă, definită prin raportul ϵ_0/Γ_n este de ordinul a 10^{16} [265] și depășește cu mult pe aceea a altor metode spectroscopice. Pentru aplicații este însă importantă puterea de rezoluție absolută, determinată de Γ_n, de ordinul a 10^{-27}J. Influența cîmpurilor hiperfine asupra energiilor nivelelor nucleare este de ordinul 10^{-25}J, conducînd la o rezoluție în studiul cîmpurilor hiperfine de $(10^{-2} - 10^{-3})$.

Rezonanța ce implică tranziții fără recul poate fi obținută în experiențe ce folosesc geometrii de transmisie sau împrăștiere. Informații privind aceste tipuri de geometrii sînt date în lucrări de sinteză [265–275]. În cele ce urmează vom analiza succint unele probleme de bază ale spectroscopiei de rezonanță nucleară gama și a aplicațiilor acesteia în magnetism, dat fiind existența unei lucrări remarcabile în limba română [272].

Absorbția de rezonanță a liniilor γ poate fi ușor observată, mișcînd sursa cu o viteză v față de absorbant. Această mișcare va determina, datorită efectului Doppler, o deplasare în energie $\Delta\epsilon_D = \epsilon_0 v/c$ a liniei de emisie. Absorbția maximă de rezonanță, respectiv intensitatea minimă transmisă apare cînd liniile de emisie și absorbție au o distribuție centrată în jurul aceleiași energii. În absența altor efecte ca interacțiile hiperfine, acestea apar la o viteză relativă $v = 0$. Rezonanța este distrusă treptat pe măsură ce vitezele relative pozitive sau negative cresc. Astfel se baleiază o linie de emisie de lărgime naturală Γ_n cu o linie de absorbție de lărgime naturală Γ_n, fapt ce dă naștere la o distribuție a intensității transmise, de formă lorentziană, cu lărgimea $2\Gamma_n$ (în limita absorbanților infinit de subțiri) (fig. XI.30). Lărgimea de rezonanță crește comparativ cu $2\Gamma_n$, în mod rapid, odată cu creșterea grosimii absorbantului. Aceasta conduce la scăderea puterii de rezoluție.

Am evidențiat că atunci cînd energia de recul a nucleului emițător este inferioară energiei fononului, în rețeaua cristalină considerată, este posibilă o emisie fără transfer de energie mecanică. O fracție f de atomi efectuează atunci o tranziție nucleară fără a-și modifica starea de vibrație, în timp ce fracția $(1-f)$ împarte energia de recul pentru a cîștiga un fonon. Fracția f este raportul între aria de sub curba în care nu sînt fononi și aria totală de sub spectrul de emisie (sau absorbție). Probabilitatea de emisie fără recul este dată de [264]

$$f = \exp(-k^2\langle x_k^2\rangle). \qquad \text{(XI.5.2)}$$

Am notat prin k vectorul de undă al cuantei γ ($k = \epsilon/\hbar c$), unde ϵ este energia fononului iar $\langle x_k^2 \rangle$ este valoarea medie a pătratului proiecției pe direcția k a amplitudinii de vibrație a nucleului emițător. Într-un solid izotrop, $\langle x_k^2 \rangle$ reprezintă valoarea medie pătrată a deplasării în jurul poziției de

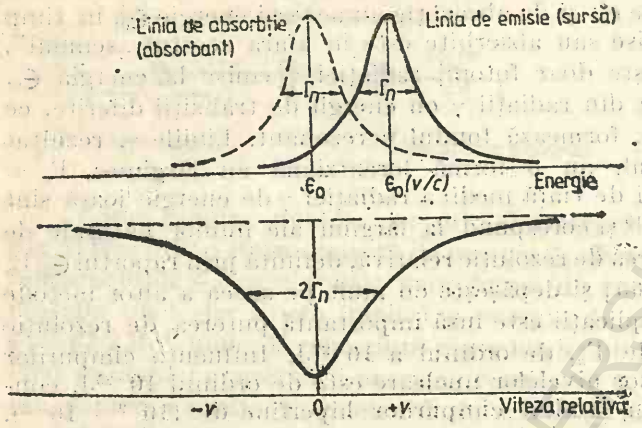


Fig. XI.30. — Deplasarea liniei de emisie față de linia de absorbție cu ajutorul vitezei Doppler aplicată sursei. În partea de jos se redă spectrul de viteze, respectiv intensitatea radiației γ la detector, în funcție de viteza sursei (pentru un absorbant subțire).

echilibru. Pentru un solid rigid, la care nu apar vibrații interne ($\langle x^2 \rangle = 0$), avem $f = 1{,}0$. La un solid real fracția f va fi întotdeauna mai mică că valoare unitate, chiar la 0 K. Mișcările atomilor în jurul punctului de zero fac ca $\langle x^2 \rangle$ să aibă o valoare finită. Fracția f a radiației γ fără recul, calculată [264—275] în acord cu modelul Debye este dată de

$$f = \exp\left\{-\frac{6\epsilon_R}{k_B\theta_D}\left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x\,dx}{\exp(x) - 1}\right]\right\}. \qquad (XI.5.3)$$

Factorul f va scădea cu creșterea temperaturii. Astfel, spre exemplu, în cazul ^{57}Fe, cu $\theta_D = 355$ K, la 80 K, $f = 0{,}9$ în timp ce la 298 K acesta are o valoare $f = 0{,}7$.

În tabelul XI.3 prezentăm sistemul periodic al acelor elemente la care s-a observat pînă în prezent rezonanță nucleară gama [265]. În general izotopul rezonant al unui element are o abundență naturală considerabil mai mică ca unu. În cazul fierului natural, doar 2,2% din nuclee reprezintă ^{57}Fe. Pentru creșterea efectului pot fi folosite materiale îmbogățite izotopic, astfel încît fondul nerezonant să nu fie prea mare.

Ne propunem să trecem în revistă informațiile obținute din spectrele de rezonanță nucleară gama (Mössbauer) și anume deplasarea izomeră, despicarea cuadrupolară și despicarea magnetică.

Deplasarea izomeră, δ, este rezultatul interacției electrostatice între distribuția de sarcină a nucleului și electronii care au o probabilitate diferită de zero în regiunea nucleului. Am evidențiat în paragraful II.2.1. că $|\psi|^2$ este întotdeauna zero la nucleu cu excepția stărilor s ($l = 0$). Rezultatul acestei interacții se reflectă în deplasarea nivelelor de energie ale izo-

TABELUL XI.3

Lista elementelor chimice ai căror izotopi prezintă tranziții gama fără recul

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	O
1									
2									
3									
4	19K							26Fe 28Ni	
		30Zn		32Ge					36Kr
5							43Tc	44Ru	
	47Ag			50Sn	51Sb	52Te	53I		54Xe
6	55Cs	56Ba	57La *	72Hf	73Ta	74W	75Re	76Os 77Ir 78Pt	
	79Au	80Hg							
7			**						

*		59Pr	60Nd	61Pm	62Sm	63Eu	64Gd	65Tb	66Dy	67Ho	68Er	69Tm	70Yb	71Lu
**	90Th	91Pa	92U	93Np	94Pu	95Am								

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

topului considerat aflat într-un sistem, comparativ cu nivelele de energie ale atomului liber. Această deplasare nu este identică pentru sursă și absorbant, și conduce la o diferență între energia radiației γ în sursă ${}^{s}\epsilon_{\gamma}$ și energia necesară absorbției rezonante ${}^{a}\epsilon_{\gamma}$, de aproximativ 10^{-28}J. Interacția electrostatică între nucleu și electroni poate fi scrisă în forma

$$\epsilon_{el} = \int \rho_N V \mathrm{d}v, \qquad \text{(XI.5.4)}$$

unde ρ_N este densitatea de sarcină nucleară și V este potențialul electronilor. V poate fi dezvoltat în serie Taylor în jurul originii $V = V_0 + xV_x + yV_y + zV_z + (1/2)(x^2V_{xx} + y^2V_{yy} + z^2V_{zz}) + xyV_{xy} + yzV_{yz} + zxV_{zx}$.

În cazul unui monopol pur avem $\epsilon_{el} = V_0 \int \rho_N \mathrm{d}v = (1/6)(V_{xx} + V_{yy} + V_{zz}) \int \rho_N r_N^2 \mathrm{d}v = V_0 Ze + (1/6\varepsilon_0) Ze^2 |\psi(0)|^2 \langle r_N^2 \rangle$, unde s-a folosit ecuația lui Laplace (I.2.7) $\Delta V = V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = e\varepsilon_0^{-1} |\psi(0)|^2$. Primul termen descrie energia coulombiană la nucleul considerat punctual. Al doilea termen reprezintă interacția de monopol. Dacă se presupune o densitate de sarcină constantă în interiorul razei R și zero în afara acestuia ($\langle r_N^2 \rangle = (3/5)\ R^2$) interacția de monopol poate fi scrisă

$$\epsilon_{el} = \frac{1}{10\varepsilon_0} Ze^2 R^2 |\psi(0)|^2 \qquad \text{(XI.5.5)}$$

În spectroscopia de rezonanță nucleară se compară energiile de tranziție ale unui izotop în două configurații diferite. Deplasarea observată a liniei de rezonanță este

$$\delta = \frac{1}{10\varepsilon_0} Ze^2 (R_e^2 - R_f^2)\ [|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2]. \qquad \text{(XI.5.6)}$$

Am notat prin R_e și R_f razele nucleare ale stărilor excitate și fundamentale, $|\psi_a(0)|^2$ și $|\psi_s(0)|^2$ sînt densitățile electronice la nucleu pentru absorbant și respectiv sursă Notînd $\Delta R = R_e - R_f$ și $R \simeq R_e \simeq R_f$, se poate scrie

$$\delta \simeq \frac{1}{5\varepsilon_0} Ze^2 R^2 \frac{\Delta R}{R} \Delta |\psi(0)|^2. \qquad \text{(XI.5.7)}$$

În analiza clasică de mai sus s-a presupus [276] că: (1) densitatea electronică $|\psi(0)|^2$ este constantă în volumul nuclear; (2) modificarea densității electronice nu influențează distribuția sarcinii nucleare și reciproc.

Densitatea de sarcină nucleară lîngă origine poate fi dezvoltată în serie de puteri $|\psi(r)|^2 = |\psi(0)|^2 (1 - b_1 r^2 + b_2 r^4 + \ldots)$. Prezența termenilor adiționali duce la expresia

$$\delta = \frac{1}{6\varepsilon_0} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 (\Delta \langle r_N^2 \rangle - B_4 \Delta \langle r_N^4 \rangle + B_6 \Delta \langle r_N^6 \rangle + \ldots). \qquad \text{(XI.5.8)}$$

Erorile datorită neuniformității densității electronice în volumul nuclear sînt de 1% pentru 26Fe și 11% pentru 93Np [277]. Datorită valorilor mici, momentele de ordin mai înalt, în mod obișnuit, nu sînt luate în considerare în evaluarea lui δ.

A doua presupunere este că densitatea electronică nu influențează distribuția sarcinii nucleare și viceversa. Influența electronilor asupra sarcinii nucleare, este denumită *efect de polarizare*. Electronii reduc prin ecranare forța de respingere între protoni și astfel crește energia de legătură a protonilor. Pentru tranziții rotaționale pure δ este identică cu efectul de polarizare [278]. Pentru alte tranziții efectul de polarizare se presupune neglijabil, deși justificarea acestei afirmații nu este concludentă [279]. Influența diferitelor distribuții ale sarcinilor nucleare asupra densității electronice pare neglijabilă [277].

O problemă deosebit de importantă, rezidă în calibrarea deplasării izomere. Vom discuta această problemă în cazul nucleului ^{57}Fe. Conform relației (XI.5.7) δ depinde de $\Delta R/R$. După evidențierea deplasării δ [280] s-a încercat a se separa contribuțiile la aceasta a factorilor nucleari și respectiv electronici. Majoritatea acestor studii au avut în vedere analiza densității electronice la nucleu folosind funcțiile de undă ale ionilor liberi calculate în aproximația Hartree-Fock [281] diferind însă presupunerile privind configurația electronică a sistemului. Walker și colab. [282] au presupus că în compușii cu ioni feroși și ferici se pot folosi configurațiile $3d^6 4s^0$ și $3d^5 4s^0$. Modificarea în raza sarcinii nucleare în acest caz este $\Delta R/R = -1{,}8 \cdot 10^{-3}$. Dacă se corectează densitățile electronice nerelativiste corespunzător densităților de sarcină relativiste avem $\Delta R/R = -1{,}2 \cdot 10^{-3}$ [283]. În figura XI.31 prezentăm legătura între deplasarea izomeră și configurația electronică a ionilor de fier [282]. Valorile δ sînt afectate de gradul de ocupare nu numai a electronilor *s* dar de asemenea a orbitalului electronului *d*, ca urmare a efectelor de ecranare asupra electronilor *s*. Contribuția electronilor $4s$ a fost estimată [267] considerînd o configurație $3d^{8-\eta-x}4s^x$, unde η este sarcina efectivă a atomului individual determinată din datele de raze X. Se obține $\Delta R/R = -5 \cdot 10^{-4}$. Această valoare a fost reevaluată, luînd în considerare ecranarea *s*, la $\Delta R/R = -1{,}1 \cdot 10^{-3}$ [269]. Introducînd hibridizarea orbitalilor de legătură pentru complecșii octaedrici ai fierului și ecranarea electronilor $4s$ nu numai de cei $3d$ dar și de electronii $4p$ se obține $\Delta R/R = -9 \cdot 10^{-4}$. Studiul densității electronilor *s* în oxizi și fluoruri s-a făcut luînd în considerare și acoperirea funcțiilor de undă ale electronilor *s* cu cele ale electronilor *p* ai oxigenului și fluorului [284]. Prin măsurători Mössbauer la presiuni ridicate [285] s-a determinat $\Delta R/R = -4 \cdot 10^{-4}$ și respectiv $-5{,}2 \cdot 10^{2-4}$. Aproximațiile teoretice folosite mai sus au inconvenientul că folosesc funcții de undă ale ionilor liberi cît și presupuneri cu privire la configurația electronică.

Evaporînd concomitent Fe cu gaze nobile, se realizează absorbanți Mössbauer, în care fierul se presupune că se află în starea atomică $3d^6 4s^2$. Plecînd de la acest procedeu se obțin valori $\Delta R/R = -9{,}1 \cdot 10^{-4}$ [286] sau $-8{,}7 \cdot 10^{-4}$ [287]. Prin măsurarea raportului coeficienților de conversie pentru diferiți compuși chimici și presupunînd că diferența densităților electronice la nucleu, în compușii studiați, se datorește învelișului $4s$ s-au calculat valori $\Delta R/R = -4{,}5 \cdot 10^{-4}$ [288] și $\Delta R/R = -6 \cdot 10^{-4}$[289]. Rüegsegger și Kündig [276], studiind influența vecinătății chimice asupra timpului de viață al stării 14,4 keV în ^{57}Fe, obțin $\Delta R/R = -(3{,}1 \pm$

$\pm 0,5) \cdot 10^{-4}$. Valorile $(\Delta R/R) \cdot 10^4$ medii determinate pentru ^{119}Sn, ^{121}Sb și ^{151}Eu sînt de 1,2; −6,6 și respectiv +3 [290].

În plus, față de deplasarea izomeră, liniile de rezonanță prezintă și o deplasare cu temperatura [291]. Acest fenomen poate fi interpretat prin (1) la emiterea unui foton γ, masa nucleului emitent scade prin valoarea $m_\gamma = h\nu/c^2$. Astfel se vor produce modificări în energia vibrațiilor rețelei și deci în energiile acestora [292]; (2) ca rezultat al mișcării termice a nucleelor

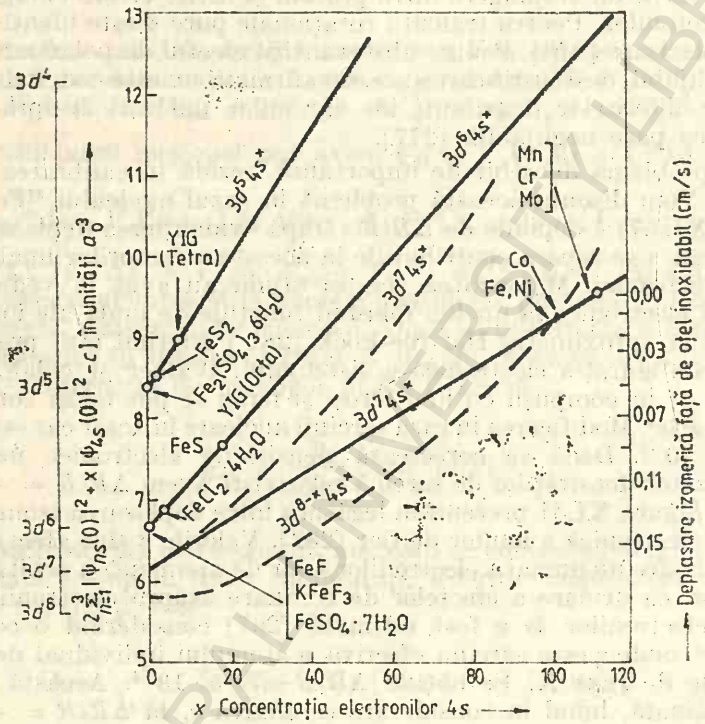


Fig. XI.31. — Legătura între structura electronică a atomilor de fier și deplasarea izomeră.

apare un efect Doppler. Deplasările analizate în cele două modele sînt însă două aspecte ale aceluiași fenomen [292—294].

Despicarea cuadrupolară, dă informațiil cu privire la simetria în care se află nucleul considerat. Dacă ionul studiat ocupă în cristal o poziție cu simetrie mai scăzută decît cea cubică, va apare o interacție cuadrupolară care va despica nivelele nucleare (pentru $I \geqslant 1$). Abaterea de la simetria sferică se măsoară prin momentul cuadrupolar electric eQ ale cărui componente tensoriale sînt date de (I.2.16). Valorile vor fi negative pentru nucleele aplatizate și mai mari ca zero pentru cele alungite.

Momentul cuadrupolar nuclear interacționează cu cîmpul electrostatic neomogen (creat de sarcinile înconjurătoare) caracterizat prin gradientul cîmpului electrostatic la nucleu (GCE)

$$\mathcal{H}_Q = \mathbf{Q}(\nabla \mathbf{E}). \qquad \text{(XI.5.9)}$$

Deoarece la un anumit nucleu, Q are o valoare constantă, despicarea cuadrupolară, este sensibilă la vecinătatea chimică a nucleului prin intermediul GCE. Acesta este dat de tensorul

$$\nabla E = -\nabla^2 V = \begin{pmatrix} V_{xx} & V_{xy} & V_{xz} \\ V_{yx} & V_{yy} & V_{yz} \\ V_{zx} & V_{zy} & V_{zz} \end{pmatrix}, \qquad \text{(XI.5.10)}$$

cu $V_{ij} = \partial^2 V/\partial i \partial j$ $(i, j = x, y, z)$. Se poate arăta [271] că din cele nouă componente ale tensorului GCE numai cinci sînt independente deoarece $V_{xy} = V_{yx}$, $V_{xz} = V_{zx}$ şi $V_{yz} = V_{zy}$ iar pe de altă parte conform ecuaţiei Laplace avem

$$V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0. \qquad \text{(XI.5.11)}$$

Axele principale se pot alege astfel încît elementele nediagonale să fie nule, iar sistemul de coordonate xyz astfel ca $|V_{yy}| \leqslant |V_{xx}| \leqslant |V_{zz}|$. Raportat la axele principale, GCE are doar două componente. Acestea sînt V_{zz} şi respectiv parametrul de asimetrie η $(0 \leqslant \eta \leqslant 1)$

$$q = V_{zz}/e; \quad \eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}. \qquad \text{(XI.5.12)}$$

Pentru un GCE axial, simetric, $V_{xx} = V_{yy}$ şi deci $\eta = 0$. Dacă nucleul considerat este înconjurat de sarcini ce au o simetrie cubică, GCE este nul. Mărimea gradientului cîmpului electrostatic la nucleu este dată de: (1) contribuţia reţelei (ligandului) respectiv de distribuţiile de sarcini q_L ale ionilor vecini (liganzi) ai atomului ce nu au o simetrie cubică; (2) contribuţia electronilor orbitalilor de valenţă ai atomilor consideraţi, q_{val}, ce au o distribuţie de sarcină cu o simetrie diferită de cea cubică. Deci

$$q = (1 - \gamma_\infty)q_L + (1 - R_s)q_{val}. \qquad \text{(XI.5.13)}$$

Am notat prin γ_∞ şi R_s factorii Sternheimer de antiecranare. Mărimea γ_∞ apare ca urmare a simetriei diferită de cea cubică a distribuţiei de sarcină a reţelei (liganzilor) care deformează păturile electronice ale atomului implicat în rezonanţa nucleară γ, amplificînd astfel interacţia cuadrupolară. Pentru compuşii fierului avem: $(1 - \gamma_\infty) = 10$. Termenul R_s apare ca urmare a ecranării electronilor de valenţă de către păturile electronice interioare, fapt ce reduce despicarea cuadrupolară. Pentru fier şi staniu avem $R_s = (0{,}2 - 0{,}3)$.

Contribuţiile reţelei (liganzilor) la q_L şi η_L sînt date de

$$q_L = \sum_{i=1}^{n} (q_i/e) r_i^{-3} (3\cos^2\theta_i - 1); \qquad \eta_L = (1/V_{zz}) \sum_{i=1}^{n} q_i r_i^{-3}\, 3 \sin^2\theta_i \cos^2\varphi_i. \qquad \text{(XI.5.14)}$$

Am notat prin θ_i şi φ_i direcţiile pe care le fac ionii vecini (liganzi) cu atomul considerat iar q_i reprezintă sarcinile acestora (se consideră aproximaţia sarcinilor punctuale).

Contribuţia electronilor de valenţă, q_{val}, se calculează luînd valoarea medie a lui $(3\cos^2\theta - 1)r^{-3}$ pentru fiecare electron de valenţă, în starea orbitală proprie şi sumînd pentru toţi electronii de valenţă

$$q_{val} = -\sum_i \langle \ell_i m_i | 3\cos^2\theta - 1 | \ell_i m_i \rangle \langle r_i^{-3} \rangle. \qquad \text{(XI.5.15)}$$

Valorile $\langle r \rangle_i^{-3}$ se obţin experimental. Electronii s şi f nu contribuie la GCE şi deci în analiza corelaţiei între despicarea cuadrupolară şi q_{val} vom lua în considerare doar contribuţiile electronilor p şi d (tabelul XI.4).

TABELUL XI.4

Valorile q_{val} pentru electronii p şi d

Funcţia de undă	$q_{val} = V_{zz}/e$	Funcţia de undă	$q_{val} = V_{zz}/e$
p_x	$+\frac{2}{3}\langle r^{-3}\rangle_p$	d_{z^2}	$-\frac{4}{7}\langle r^{-3}\rangle_d$
p_y	$+\frac{2}{3}\langle r^{-3}\rangle_p$	$d_{x^2-y^2}$	$+\frac{4}{7}\langle r^{-3}\rangle_d$
p_y	$-\frac{4}{3}\langle r^{-3}\rangle_p$	d_{xy}	$+\frac{4}{7}\langle r^{-3}\rangle_d$
		d_{xz}	$-\frac{2}{7}\langle r^{-3}\rangle_d$
		d_{yz}	$-\frac{2}{7}\langle r^{-3}\rangle_d$

Conform relaţiei (XI.5.15) contribuţia dezechilibrului de populaţie în orbitalul p, la q_{val} este

$$q_{val} = K_p[-N_{pz} + (1/2)\ (N_{px} + N_{py})]. \qquad \text{(XI.5.16)}$$

Am notat prin N populaţia orbitalilor iar $K_p = (4/5)\ \langle r^{-3}\rangle_p$. Dacă cei trei orbitali p sînt egali populaţi avem $q_{val} = 0$, dacă $N_{pz} > (1/2)\ (N_{px} + N_{py})$ atunci q_{val} este negativ iar în caz contrar pozitiv. Concentrarea sarcinilor negative de-a lungul axei z a GCE conduce la valori q negative. Pentru electronii d, similar avem

$$q_{val} = K_d[-N_{d_{z^2}} + N_{d_{x^2-y^2}} + N_{d_{xy}} - (1/2)(N_{d_{xz}} + N_{d_{yz}})], \qquad \text{(XI.5.17)}$$

unde $K_d = (4/7)\ \langle r^{-3}\rangle_d$. Dacă orbitalii componenţi ai nivelelor t_{2g} şi e_g (vezi paragraful IV.7.3) sînt egal populaţi, atunci contribuţia acestor nivele la q_{val} este nulă.

Se obişnuieşte a se scrie $q_{val} = q_{cc} + q_{iL}$, unde q_{cc} este contribuţia electronilor de valenţă admiţînd că orbitalii ligandului nu se suprapun cu orbitalii atomului considerat iar q_{iL} este contribuţia electronilor de valenţă ca urmare a existenţei legăturii ion central-ligand.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Hamiltonianul ce descrie interacţia cuadrupolară se obţine detaliind (XI.5.9) şi introducînd notaţiile (XI.5.12), reprezentînd forma standard (în sistemul de coordonate al axelor principale ale GCE) [274]

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \cdot [3I_z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2)], \qquad \text{(XI.5.18)}$$

unde $I_+ = I_x + iI_y$ iar $I = I_x - iI_y$.

Deplasarea nivelelor energetice este dată de

$$\epsilon_Q = [eQ\,V_{zz}/4I(2I-1)][3m_I^2 - I(I+1)](1+\eta^2/3)^{1/2}. \qquad \text{(XI.5.19)}$$

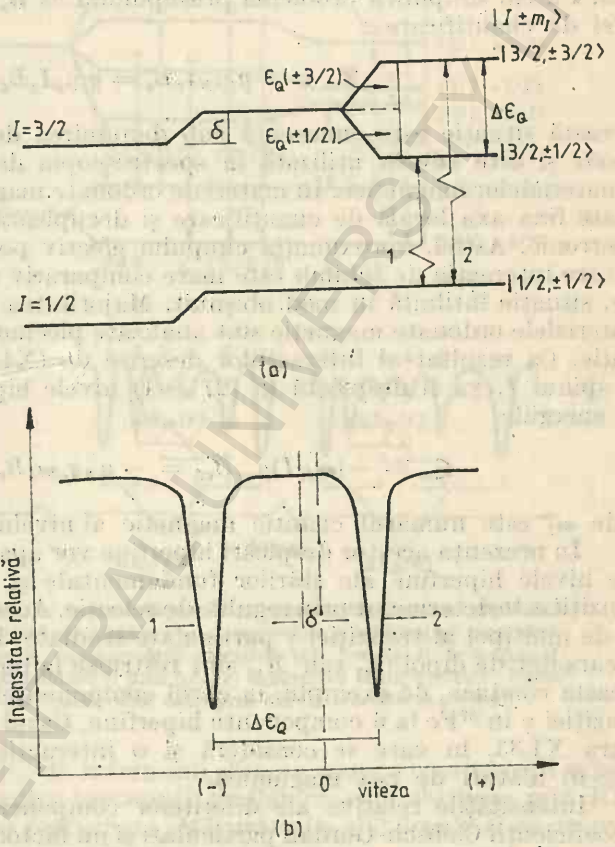


Fig. XI.32. — Despicarea cuadrupolară pentru un nucleu cu spin $I = 3/2$ în stare excitată (a) şi spectrul Mössbauer rezultant (b).

Pentru un nucleu cu $I = 3/2$ în starea excitată şi $I = 1/2$ în starea fundamentală, ca ^{57}Fe sau ^{119}Sn, se obţine schema de nivele dată în figura XI.32. Starea excitată este despicată în două subnivele dublu degenerate $(3/2, \pm 3/2)$ şi $(1/2, \pm 1/2)$. Conform cu relaţia (XI.5.19) avem

$$\epsilon_Q(\pm 3/2) = (1/4)\ eQV_{zz};\ I = 3/2;\ m_I = \pm 3/2,$$

$$\epsilon_Q(\pm 1/2) = -(1/4)\ eQV_{zz};\ I = 1/2;\ m_I = \pm 1/2,$$

$$\Delta\epsilon_Q = eQV_{zz}/2 = qQ/2.$$

Să analizăm *despicarea magnetică* a spectrului de rezonanţă nucleară γ. Pentru aceasta vom considera un cîmp de inducţie $\mathbf{B}_n$ ce interacţionează cu momentul magnetic al nucleului.

$$\mathcal{H}_m = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}_n = -g_N\mu_N\mathbf{I}\mathbf{B}_n, \qquad \text{(XI.5.20)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde g_N este factorul Landé nuclear și μ_N — magnetonul nuclear. Cîmpul $\mathbf{B}_n$ ce acționează asupra nucleului își are originea în afara volumului nuclear. Se presupune că $\mathbf{I}$ și $\mathbf{B}_n$ sînt separabile. Aceasta evidențiază că g_n este o constantă nucleară independentă de $\mathbf{B}_n$. În realitate s-au observat variații mici ale lui g_n cu $\mathbf{B}_n$ [295]. Acestea nu vor fi însă considerate.

Valorile lui $\mathbf{B}_n$ sînt determinate de cîmpul extern sau în unele sisteme, de „surse" interne ca orbitalii nepereche și momentele de spin ale electronilor localizați și itineranți din cristal. În cazul cel mai general, hamiltonianul $\mathcal{H}_m$ va avea un caracter tensorial și ca atare diagonalizarea este dificilă. Putem simplifica problema presupunînd că $\mathbf{B}_n$ este orientat în lungul axei de cuantificare z

$$\mathcal{H}_m = -g_I \mu_N I_z B_z = g_I \mu_B I_z B_{ef}. \qquad \text{(XI.5.21)}$$

Această situație este cunoscută sub denumirea de *aproximația cîmpului efectiv* și este adesea utilizată în spectroscopia de rezonanță nucleară γ a materialelor magnetice. În materiale ordonate magnetic cîmpul de schimb poate fixa axa locală de cuantificare și decuplează spinul nuclear de cel electronic. Astfel, aproximația cîmpului efectiv poate fi folosită în cazul în care interacția de schimb este mare comparativ cu cîmpul de anizotropie, situație întîlnită în mod obișnuit. Majoritatea spectrelor hiperfine în materialele ordonate magnetic sînt analizate plecînd de la această aproximație. Ca rezultat al interacțiilor descrise de (XI.5.21) starea nucleară, cu spinul I, va fi despicată în $(2I+1)$ nivele hiperfine egal distanțate cu energiile

$$\epsilon_m = -(m_I/I)\mu_{nz} B_{ef} = -\mu_N g_n m_I B_{ef}, \qquad \text{(XI.5.22)}$$

unde m_I este numărul cuantic magnetic al nivelului nuclear cu spinul I.

În prezența acestor despicări hiperfine vor apare tranziții între diferitele nivele hiperfine ale stărilor fundamentale și excitate. Numărul de tranziții este determinat prin regulile de selecție. Acestea depind de caracterul de multipol al tranziției γ particulare studiate. De exemplu, tranzițiile cu caracter de dipol (E_1 sau M_1) sînt restrînse la modificări $\Delta m_I = 0, \pm 1$. Aceasta conduce, de exemplu, în cazul componentelor, de 14,4 keV, M_1 a tranziției γ în ^{57}Fe la 6 componente hiperfine. Cazul descris este ilustrat în figura XI.33, în care se consideră și o interacție cuadrupolară ($B \neq 0$, $V_{zz} > 0$) alături de cea magnetică.

Intensitățile relative ale diferitelor componente hiperfine sînt date de coeficienții Clebsch-Gordan particulari și un factor ce depinde de unghiul θ între B_{ef} și direcția radiației γ [296]. În cazul unor materiale policristaline trebuie făcută integrarea după toate unghiurile θ posibile. Rezultă astfel un raport al intensităților 3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3. Dacă spinii electronici sînt aliniați macroscopic, atunci se vor obține alte valori ale intensităților relative. Aceste date pot fi folosite la obținerea de informații asupra structurii magnetice a materialelor. În general despicările hiperfine magnetice ale liniilor γ, observate în spectroscopia de rezonanță nucleară γ, dau produsul $\mu_{ne} B_{ef}$ sau $\mu_{nf} B_{ef}$ pentru cele două stări nucleare. Deoarece μ_{nf} este cunoscut, se poate deduce μ_{ne}. În magnetism, de interes sînt valorile cîmpurilor hiperfine B_{ef}. Spectroscopia de rezonanță nucleară γ poate fi folosită în cazul în care $\mu_{nf} = 0$ respectiv în izotopi pari-pari, în contrast cu metoda RMN. În acest caz μ_{ne} trebuie cunoscut din măsurători independente.

Presupunînd $\mathcal{H}_Q \ll \mathcal{H}_m$, interacţia cuadrupolară se poate trata ca o perturbaţie a nivelelor despicate magnetic. Energia de perturbaţie $\epsilon_Q(\pm m_I)$ deplasează în sus nivelele ($\pm 3/2$) şi respectiv în jos nivelele $\pm 1/2$, pentru $V_{zz} > 0$. Dacă $V_{zz} < 0$, energia de perturbaţie ϵ_Q „coboară" nivelele $\pm 3/2$ şi „ridică" pe cele $\pm 1/2$ (fig. XI.33c). În cazul interacţiilor combinate se poate determina astfel semnul constantei de cuplaj cuadrupolar, Q.

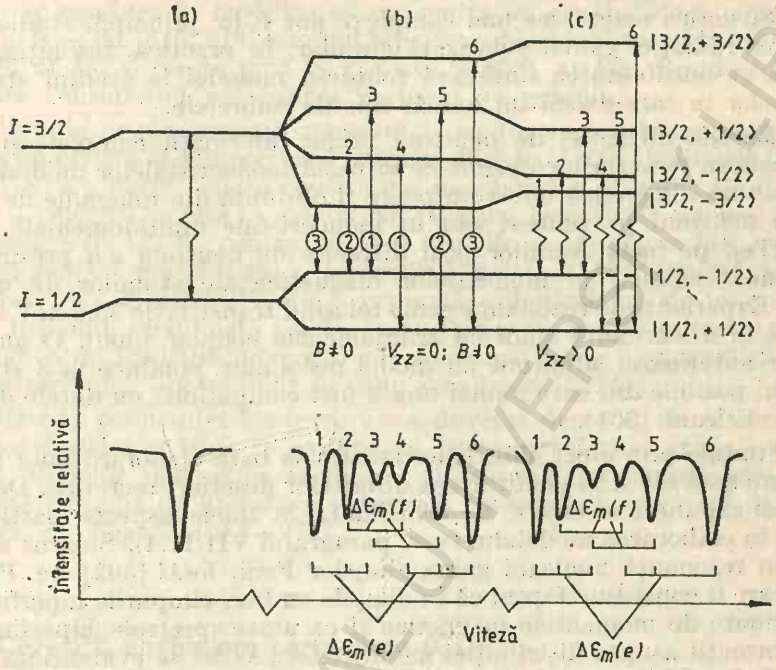


Fig. XI.33. — Spectrul de rezonanţă nucleară gamma în prezenţa deplasării izomere (a), a interacţiei magnetice (b) şi respectiv a interacţiei magnetice perturbate de interacţia cuadrupolară electrică (c). S-a notat prin $\Delta\epsilon_m(f)$ deplasarea stării fundamentale şi prin $\Delta\epsilon_m(e)$ deplasarea stării excitate. Intensităţile relative ale liniilor sînt date prin cifrele înscrise în cercuri.

Cîmpul hiperfin B_{ef} dă informaţii directe asupra comportării magnetice a electronilor atomilor rezonanţi similar cu cele obţinute prin RMN sau corelaţii unghiulare perturbate. Măsurătorile sînt locale şi ca atare nu sînt sensibile la puritatea probei.

În cazul unei orientări fixe a magnetizării faţă de direcţia de propagare a fotonilor se obţin componente hiperfine polarizate eliptic. Pentru aceste situaţii s-au studiat dependenţele unghiulare ale intensităţilor [296]. Situaţii de interes sînt atunci cînd componentele hiperfine sînt polarizate liniar sau circular. Polarizarea circulară este asociată cu tranziţiile speciilor nucleare ce au spini aliniaţi longitudinal faţă de vectorul de propagare a fotonilor, în timp ce polarizarea liniară implică un aranjament de spin transversal. În primul caz raportul intensităţilor liniilor spectrului este de 3 :0 :1 :1 :0 :3, în timp ce pentru radiaţia liniar polarizată acestea sînt de 3 :4 :1 :1 :4 :3. Folosirea radiaţiei gama, polarizate circular, permite distingerea acelor spini care sînt situaţi în subreţele orientate

paralel sau antiparalel. O inversare a spinului atomic conduce la o inversare a secvenţei energetice a liniilor, care este însoţită de o inversare a semnului de polarizare a fiecărei tranziţii hiperfine. Folosirea radiaţiei gama polarizate liniar permite analiza momentelor magnetice în subreţele dispuse perpendicular [297]. Exemple de determinare a structurilor magnetice folosind radiaţia gama polarizată liniar, pentru cazul surselor γ cu mai multe linii, a fost dată de Gonser [298].

Structuri magnetice mai complexe pot fi în principiu studiate prin folosirea radiaţiei gama, polarizată circular. În practică, rezoluţia, intensitatea şi sensibilitatea limitează folosirea metodei la studiul structurii sistemelor în care există un număr mic de subreţele.

Metoda difracţiei de neutroni asigur informaţii complete şi neunivoce asupra structurilor magnetice în cazul monocristalelor unidomeniale. O structură magnetică unică nu poate fi obţinută din imaginile de difracţie de neutroni pe pulberi sau în monocristale multidomeniale. Astfel în $MnTe_2$, pe baza studiilor prin difracţie de neutroni s-a presupus un aliniament coliniar al momentelor magnetice ale atomilor de mangan [299]. Experienţe de rezonanţă gama folosind tranziţia de 35,6 keV în ^{125}Te au fost în discordanţă clară cu aranjamentul coliniar [300]. O analiză a datelor anterioare, admiţînd un model necoliniar, conduce la 8 structuri de spini posibile din care numai una a fost compatibilă cu datele de rezonanţă nucleară [301].

Studiile prin efect Mössbauer au stat la baza elaborării unor modele în magnetism cît şi la confirmarea diferitelor descrieri teoretice. Deoarece volumul expunerii ar creşte, ne vom limita la unele aspecte particulare. Astfel, în elaborarea modelului (vezi paragraful VII.11.4), Stearns a analizat prin rezonanţă nucleară gama aliajelor FeSi, FeAl [302] etc. Punctul de plecare îl constituie faptul că în aliajele cu fier, cîmpurile hiperfine sînt determinate de momentele magnetice şi ca atare spectrele hiperfine conţin informaţii asupra distribuţiei momentelor. Astfel se evidenţiază că un model de bandă în cazul acestor aliaje nu este plauzibil. Oscilaţiile în densitatea de spin pot fi atribuite polarizării induse electronilor d itineranţi ($\sim 5\%$ din electronii d) prin momentele d localizate.

Rezultate asemănătoare s-au obţinut şi prin studiul dependenţei de temperatură a cîmpurilor hiperfine în aliajele $X+4\%$ at Fe cu X = Ti, V, Cr, Mn, Co şi Ni [303]. Se poate conchide şi în acest caz că 90% din momentele $3d$ sînt localizate, majoritatea interacţiilor de schimb (90%) avînd loc prin intermediul a aproximativ 10% electroni $3d$ itineranţi.

Cîmpul hiperfin la nucleul ^{57}Fe, pe spinul unitate B_n/μ_{Fe} în compuşi cu pămînturi-rare, este acelaşi pentru o gamă largă de valori B_n şi pentru diferite tipuri de structuri cristaline [168, 304]. Această comportare este similară cu cea observată în lantanide [305] sau compuşi ai neptuniului [306] şi este interpretată ca o dovadă a localizării momentelor magnetice. Analiza valorilor cîmpurilor hiperfine ^{57}Fe în corelaţie cu interacţiile de schimb din sistem [307] confirmă o comportare în principal localizată a momentelor fierului, fără a exclude însă un anumit grad de itineranţă.

Efecte ale configuraţiei atomice locale au fost observate în multe sisteme. Dependenţa de compoziţie a cîmpurilor hiperfine este dată de un model statistic (vezi paragraful VII.18) în care s-au luat în considerare influenţa atomilor situaţi în mai multe sfere de coordinaţie. Printre studiile efectuate menţionăm cele asupra aliajelor Fe—Ni [308] şi Fe—Ni—C şi

Fe—Ni—Mn [309], Fe—Cr [310], Fe—N [311], Fe—V [312], $Ni_{75-x}Fe_xCa_{25}$ [313] sau în compuşi ai metalelor rare cu elemente de tranziţie 3*d* [314].

Deosebit de interesante sînt studiile făcute asupra nucleului ^{61}Ni în aliajele Ni—Fe, Ni—Co şi Ni—Cu [315]. Cîmpul hiperfin este aproximativ proporţional cu magnetizarea aliajului. Deplasarea izomeră în aliaje Ni—Cu nu depinde de compoziţie. Aceasta sugerează că diminuarea momentului nichelului nu se face printr-un mecanism de umplere a benzii 3*d*, fapt ce ar conduce la modificarea concentraţiei electronice a sistemului. În aliaje Ni—Pd [315, 316], cîmpul hiperfin schimbă de semn la aproximativ 50% at Pd şi creşte pînă la 173 kG la 90% at Pd. Rezultatele sînt analizate considerînd polarizarea matricei de paladiu.

Studiile prin rezonanţă nucleară γ au furnizat informaţii deosebit de utile cu privire la comportarea aliajelor diluate. Astfel în aliajele Cu—Fe [317, 318] s-a putut separa contribuţia magnetică a atomilor de fier izolaţi de a celor ce se află în aglomerări. Cîmpul hiperfin la nucleul ^{57}Fe la temperatura de 1,2 K, pentru un aliaj Cu—Fe ce are $T_k = 29K$, variază proporţional cu magnetizarea impurităţii izolate [319]. Cîmpul hiperfin la nucleul ^{57}Fe în aliaje Fe-Mo — urmează o dependenţă de temperatură de tip Brillouin modificată [320]. Impurităţile de fier în tehneţiu se află în regiunea de tranziţie între starea magnetică şi cea nemagnetică, comportare atribuită fluctuaţiilor de spin localizate [321].

Metoda rezonanţei nucleare γ s-a dovedit deosebit de utilă în studiul materialelor magnetice oxidice ca ferite, ortoferite, granaţi etc., la studiul aliajelor magnetice metalice, al materialelor amorfe etc. Acest fapt este oglindit de literatura ştiinţifică caracteristică acestui domeniu, deosebit de bogată [264—275].

XI.6. Corelaţii unghiulare perturbate (CUP)

Metoda CUP este sensibilă la interacţiile hiperfine în stările nucleare excitate. În acest caz se măsoară deplasarea de fază şi ca atare nu se pot obţine informaţii cu privire la despicarea stării fundamentale. Metoda poate folosi orice dezintegrare nucleară în două trepte. Ca exemple amintim retroîmprăştierea unui fascicul de particule accelerate, de către o ţintă, împrăştierea particulelor încărcate urmată de o emisie γ datorită excitaţiei Coulomb, împrăştierea Mössbauer, dezintegrarea γ printr-o emisie unică a nucleelor orientate sau polarizate.

Vom analiza principiul metodei folosind o cascadă γ—γ [322—326]. Pentru a ilustra principiile fizice implicate în măsurători de corelaţie unghiulară γ—γ vom considera un nucleu ce se află într-o stare nucleară excitată, care se dezintegrează la o stare cu energia mai mică (fig. XI.34a). Stările nucleare sînt stări proprii ale momentului cinetic de spin nuclear, caracterizate prin numerele cuantice I_i, I_{in} şi I_f. Acestea descriu starea iniţială, intermediară şi respectiv finală. Proiecţiile pe axa de cuantificare sînt m_i, m_{in} şi m_f iar parităţile π_i, π_{in} şi π_f.

Prin tranziţia de la starea *i* la starea *in*, momentul cinetic total trebuie să se conserve. Momentul cinetic total al nucleului şi al radiaţiei γ emise este $\hbar_1 \mathbf{I}_1$, unde $\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_{in} + \mathbf{L}_1$. Similar se obţine şi momentul cinetic

total $\hbar L_2$ al celei de-a doua tranziții. Avem astfel:

$$|I_i - I_{in}| \leqslant L_1 \leqslant I_i + I_{in}; \; m_i = m_{in} + M_1,$$

$$|I_{in} - I_f| \leqslant L_2 \leqslant I_{in} + I_f; \; m_{in} = m_f + M_2.$$

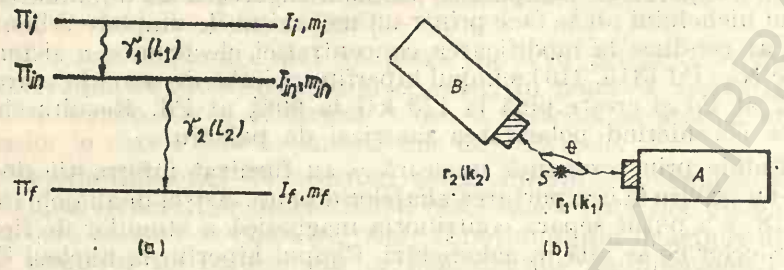


Fig. XI.34. — Schema de dezintegrare a nucleului printr-o stare intermediară (indicii i, in și f semnifică starea inițială, intermediară și respectiv finală) (a); schema de aranjare a detectorilor γ pentru analiza corelației $\gamma-\gamma$ (b).

Caracterul multipolar 2^L (capitolul I) al cîmpului de radiație electromagnetică este determinat de momentul cinetic $\hbar L$ ($L = 1$ radiație dipolară, $L = 2$ radiație cuadrupolară etc.). Tranzițiile de dipol magnetic (M_1) și cuadrupol electric (E_2) apar între nivele nucleare cu aceeași paritate, în timp ce modificarea parității are loc în cazul radiației de dipol electric (E_1) și de cuadrupol magnetic (M_2). În general radiația emisă are multipolaritatea L cea mai joasă cu eventual unele amestecuri ale multipolarității mai înalte, $L + 1$.

Să considerăm o sursă radioactivă S și detectorii γ: A care înregistrează numai cuantele γ_1, și, respectiv, B care înregistrează numai cuantele γ_2 (fig. XI.34b). Probabilitatea de observare a cuantei γ_1 emise în timpul primei tranziții a nucleului, în direcția $\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1)$*) depinde de orientarea spinului $\mathbf{I}_i$ al acestui nucleu față de direcția $\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1)$. Deoarece, în ansamblul nuclear, spinii, în stare inițială, sînt orientați în mod aleator numărul de fotoni γ_1, detectați în unitatea de timp, va fi același pentru toate direcțiile $\mathbf{r}(\mathbf{k})$. Afirmația de mai sus este valabilă și pentru radiația γ_2, în cazul cînd se măsoară independent de prima. Dacă cuantele γ_1 și γ_2 sînt măsurate în coincidență, intensitatea radiației γ_2 va avea o distribuție anizotropă, deoarece prin observarea radiației γ_1 am selectat un subansamblu aliniat [326]. Ca urmare a simetriei cilindrice, în jurul axei $\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1)$, probabilitatea $W(\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1), \mathbf{r}_2(\mathbf{k}_2))$ de observare a cuantei γ_2 în direcția $\mathbf{r}_2(\mathbf{k}_2)$ odată ce a fost detectată o cuantă γ_1 în direcția $\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1)$ depinde de unghiul θ între $\mathbf{r}_1(\mathbf{k}_1)$ și $\mathbf{r}_2(\mathbf{k}_2)$. Corelația unghiulară între două radiații γ_1 și γ_2 se menține numai dacă cele două cuante γ provin din dezintegrarea aceluiași nucleu. După înregistrarea cuantei γ_1, se caută a se detecta cuanta γ_2 numai într-un interval de timp de cîteva ori mai mare ca τ_n, durata de viață a stării intermediare. Prin folosirea unei surse radioactive cu activitate suficient de scăzută se pot evita coincidențele accidentale γ_1 și γ_2 ce provin de la dezintegrarea a două nuclee diferite.

Corelațiile unghiulare caracteristice cascadei $I_i \to I_{in} \to I_f$ vor fi în general modificate pe măsură ce nucleul, în starea intermediară, I_{in}, interacționează cu momentul de dipol magnetic $\boldsymbol{\mu}$, cu un cîmp de inducție

*) notațiile se referă la spațiul real și respectiv reciproc.

extern **B**, sau momentul de cuadrupol electric Q interacţionează cu gradientul cîmpului electric. În descrierea semiclasică [322], aceste interacţii vor conduce la precesia momentului magnetic al nucleului în jurul axei de cuantificare. Odată cu schimbarea orientării acestuia, se va modifica funcţia ce descrie corelaţia unghiulară. În o descriere cuantică, dacă axa de cuantificare a fost aleasă să coincidă cu direcţia primei radiaţii γ_1, interacţiile determină tranziţii între cele m_{in} stări. Radiaţia γ_2 este emisă de la un nivel cu o distribuţie a populaţiei alterată, aceasta fiind responsabilă pentru atenuarea corelaţiei.

În absenţa oricărei perturbaţii, corelaţia unghiulară poate fi scrisă

$$W(\theta)=\sum_{k=2}^{k_{max}} A_{kk}P_k(\cos\theta), \qquad \text{(XI.6.1)}$$

unde P_k (cos θ) sînt polinoame Legendre de ordinul k par iar A_{kk} reprezintă un produs între coeficienţii de dezvoltare ai primei tranziţii şi respectiv a celei de-a doua, $A_{kk} = A_k(1)A_k(2)$. Coeficienţii $A_k(j)$ depind numai de momentele cinetice implicate în tranziţia respectivă. Dacă tranziţia are un caracter multipolar L_j avem $A_k(j) = F_k(L_j, L_i, I_i, I_{in})$. Valorile funcţiilor F_k sînt tabelate [324, 327, 328]. În relaţia (XI.6.1) nu apar termeni de amestec. Aceasta este în general adevărat pentru corelaţii unghiulare $\gamma-\gamma$ neperturbate sau pentru corelaţii unghiulare $\gamma-\gamma$ perturbate dacă se folosesc surse orientate aleator.

Sumarea în relaţia (XI.6.1) se face pînă la o valoare k_{max}. În cazul tranziţiilor multipolare pure (L_1) sau (L_2), avem k_{max} = Min ($2I_{in}$, $2L_1$, $2L_2$). Mărimea $W(\theta)$ este independentă de modelul nuclear.

Ca urmare a interacţiei nucleului cu un cîmp magnetic sau cu gradientul cîmpului electric, valorile A_{kk} vor fi atenuate. În acest caz vom introduce coeficienţii G_k (mai mici ca unu) ce iau în considerare această atenuare. În acelaşi timp un cîmp static va deplasa imaginea de corelaţie unghiulară. Astfel, argumentul polinoamelor Legendre cos θ va fi cos($\theta-\omega_L\tau$)(fig. XI.35), unde pentru rotaţii mici avem $\omega_L\tau=\Delta\theta=-27{,}4\cdot10^8\cdot B_{ef}\cdot\tau g$. Am notat prin ω_L frecvenţa Larmor, B_{ef} cîmpul de inducţie efectiv la poziţia nucleară (T) şi τ este timpul de viaţă nuclear (s).

Descrierea de mai sus este valabilă în prezenţa unor cîmpuri externe statice. În realitate există cîmpuri dependente de timp care modifică funcţia de corelaţie. Să considerăm o interacţie statică într-un monocristal care are o simetrie axială. Dacă axa de simetrie coincide cu direcţia de emisie a unei radiaţii, populaţiile celor m stări cuantificate în lungul axei de simetrie rămîn constante şi deci funcţia de corelaţie nu este perturbată. Dacă axa de simetrie are altă direcţie, populaţiile celor m stări cuantificate în lungul direcţiei de emisie se modifică în timp, şi aceasta conduce la o atenuare a corelaţiei unghiulare. În cazul unei surse policristaline corelaţia unghiulară nu este atenuată deoarece există întotdeauna o fracţie de nuclee asupra cărora acţionează un cîmp static după o astfel de direcţie încît corelaţia lor este neperturbată sau doar uşor atenuată. Interacţiile dependente de timp pot elimina complet corelaţia. Direcţia de acţiune a cîmpului la fiecare nucleu se modifică în mod continuu şi aleator. Ca atare nu există o axă de cuantificare pentru care populaţiile celor m stări să rămînă constante.

Dacă în sistem sînt mai multe tipuri de interacţii, este mai uşor a se evalua acestea din dependenţa de timp a corelaţiei unghiulare $W(\theta, t)$ —

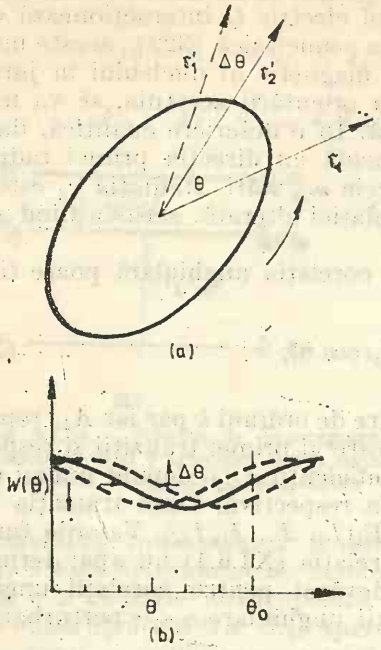


Fig. XI.35. — Rotația nucleului într-un cîmp de inducție și deplasarea funcției de corelație unghiulară (a); direcția săgeților arată direcția cîmpului magnetic perpendicular la planul de detecție a radiațiilor γ (b). Viteza de numărare pentru un unghi θ_0 între detectori se modifică.

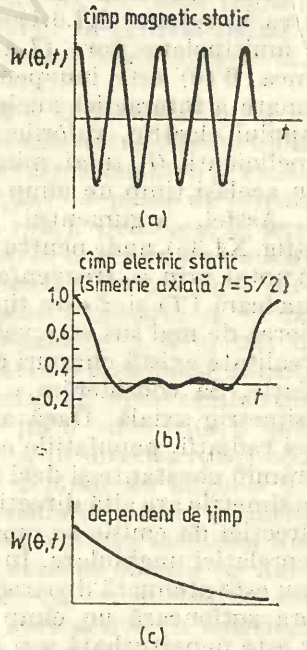


Fig. XI.36. — Diferențiala de timp a corelației unghiulare pentru diferite interacții pure: a — cîmp magnetic static; b — cuadrupol static pentru spin nuclear $I = 5/2$; c — dependentă de timp.

diferențiala de timp a corelației unghiulare. Integrala de timp a corelației unghiulare este dată de integrala de timp a lui $W(\theta, t)$ după starea nucleară ce se dezintegrează

$$W_i(\theta) = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty \exp(-t/\tau)\, W(\theta, t)dt. \qquad \text{(XI.6.2)}$$

Schematic, forma curbelor $W(\theta, t)$ este reprezentată în figura XI.36 pentru trei timpuri de interacţii hiperfine pure. În funcţie de mărimea timpilor de viaţă se pot folosi metode prin care se determină integrala de timp (ITCUP) cît şi diferenţiala de timp (DTCUP) a corelaţiilor unghiulare perturbate.

Perturbaţiile dependente de timp pot fi caracterizate prin λ inversul constantei de timp; stările m se apropie exponenţial de situaţia în care sînt egal populate şi λ corespunde cu constanta de relaxare.

În *experienţe ITCUP* similar cu analiza făcută în cazul corelaţiilor unghiulare perturbate se măsoară unghiul de rotaţie. Pentru acest tip de măsurători timpul de rezoluţie τ_r a echipamentului electronic este mare comparativ cu durata de viaţă a stării intermediare ($\tau_r \gg \tau_N$). Metoda se foloseşte astfel la stări nucleare izomere cu timpi de viaţă foarte mici. Deoarece timpul de rezoluţie tipic este $\tau_r \simeq 10^{-9}$ s, intervalul de timp considerat pentru ITCUP este $10^{-12}\text{s} \leqslant \tau_n \leqslant 10^{-9}\text{s}$. Limita inferioară este determinată de mărimea cîmpurilor extranucleare şi corespunde la o frecvenţă de interacţie $\omega_L \simeq 10^{12}\text{s}^{-1}$, pentru o sensibilitate experimentală rezultată din o atenuare măsurată $\omega_L\tau = 1$.

În cazul interacţiilor magnetice statice, în acord cu relaţia (XI.6.1) şi discuţia de mai sus avem

$$W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \omega_L t) = \sum_k A_k(1) A_k(2)\, G_k(\omega_L t) P_k(\cos\theta). \qquad \text{(XI.6.3)}$$

Factorul de perturbaţie G_k conţine informaţii cu privire la interacţiile din sistem şi asupra timpului de rotire, respectiv θ, unghiul între $\mathbf{k}_1$ şi $\mathbf{k}_2$. În cazul unui cîmp magnetic static unidirecţional aplicat perpendicular la planul $\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2$, $\omega_L t$ este echivalent cu un unghi θ, ce poate fi inclus în argumentul polinoamelor Legendre [325]

$$W(\theta, \omega_L t) = \sum_k A_k(1)\; A_k(2)\; P_k[\cos(\theta - \omega_L t)] \qquad \text{(XI.6.4)}$$

Prin integrarea ecuaţiei (XI.6.4) avem

$$W_i(\theta, \omega_L\tau) = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty \exp\,(-t/\tau)\; W(\theta, \omega_L t)\, dt. \qquad \text{(XI..6.5)}$$

Sub acţiunea cîmpului extern, se produce o atenuare şi o rotaţie a corelaţiei unghiulare

$$W_i(\theta, \omega_L\tau) = \sum_k \frac{b_k \cos\,[k(\theta - \Delta\theta)]}{\sqrt{1 + [1 + (k\omega_L\tau)^2]}}\,. \qquad \text{(XI.6.6)}$$

Unghiul θ este definit prin $\operatorname{tg} k\Delta\theta = k\omega_L\tau$.

În experienţe de corelaţii unghiulare perturbate, măsurate prin *diferenţiala de timp* (DTCUP), timpul de rezoluţie este mic comparativ cu timpul de viaţă $\tau_n (\tau_n > \tau_r)$. Aceasta se foloseşte pentru $10^{-9}\text{ s} \leqslant \tau_n \leqslant 10^{-2}\text{s}$. În experienţele de coincidenţă în dezintegrarea radioactivă, ca urmare a

cerinţelor de a avea un raport corespunzător între adevăr şi şansă, valorile τ_n se extind pînă la 10^{-5} s. În experienţe cu reacţii nucleare ce folosesc fascicule pulsate, timpul de viaţă poate fi de ordinul 10^{-2}s. Această metodă dă informaţiile cele mai detaliate asupra vecinătăţii electronice a nucleului.

În măsurători DTCUP detectorii sînt aşezaţi în poziţii fixe, adesea la $\theta = 180°$ sau $90°$. Se urmăreşte timpul τ_i care se scurge între emisia a două cuante γ respectiv timpul de dezintegrare a nucleului pe care l-a petrecut în nivelul intermediar. La înregistrarea cuantei γ_1 în detectorul A ($t \equiv 0$), un puls de tensiune porneşte ceasul electronic care este oprit de pulsul din B, la detectarea cuantei γ_2 ($t = t$) (fig. XI.37a). Deoarece

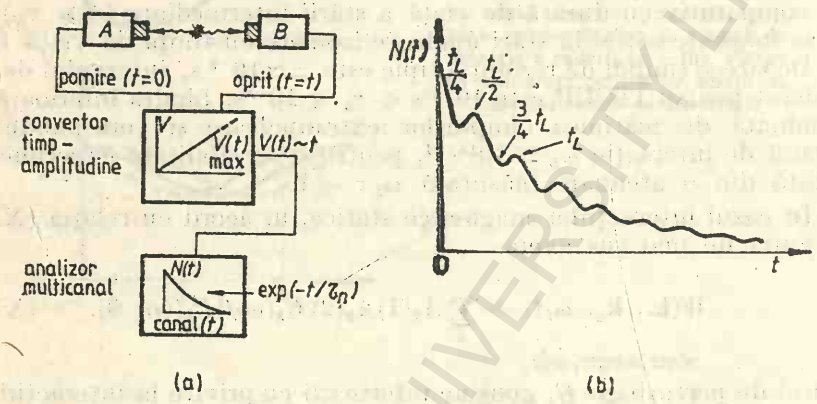


Fig. XI.37. — Aranjamentul experimental pentru măsurarea DTCUP (a); precesia Larmor a distribuţiei intensităţii în jurul unui cîmp magnetic extern (b).

nivelul intermediar se dezintegrează exponenţial cu timpul de viaţă $\tau_{1/2}$, probabilitatea de detectare a cuantei γ_2 pentru $t > 10\,\tau_{1/2}$ este mai mică de 0,1%. Deci cuanta γ_2 se înregistrează doar într-o fereastră de timp $0 \leqslant t \leqslant (5-10)\,\tau_{1/2}$. În această situaţie se va realiza *coincidenţa* (*întîrziată*) cu prima cuantă γ_1.

Interacţiile ce au loc în sistem vor alinia spinii nucleari şi deci ocuparea subnivelelor m va fi dependentă de timp. Dacă nucleul se află în starea intermediară, în acord cu teorema Larmor, momentul magnetic nuclear va executa o precesie, cu frecvenţa $\nu_L = \omega_L/2\pi = (-g_N\mu_N B)/h$. Dacă nucleul se dezintegrează după un timp $t \ll |1/\nu_L|$, spinul nuclear şi ca atare distribuţia intensităţii, nu se roteşte mult şi astfel intensitatea radiaţiei γ_2 în detectorul B este maximă. Dacă nucleul petrece un timp $t = |1/4\nu_L|$ în nivelul intermediar, distribuţia intensităţii γ_2 s-a rotit cu 90° şi se observă o reducere a coincidenţei în cel de-al doilea detector (fig. XI.37b). Astfel precesia Larmor se manifestă ca o modulare periodică a intensităţii radiaţiei γ_2.

Principalul avantaj al metodei DTCUP constă în înregistrarea în mod direct a mişcării sistemului de spini nucleari sub influenţa cîmpurilor perturbatoare. Pot fi astfel identificate procesele de relaxare şi mărimea interacţiilor. În principiu, transformata Fourier a părţii oscilante a coincidenţei întîrziate relevă mai multe frecvenţe, dacă atomii de impuritate sînt situaţi în diferite poziţii şi au diferite intensităţi ale interacţiilor.

Metoda este limitată de precizia statistică insuficientă sau de faptul că nu este îndeplinită condiția $\tau_n > \tau_r$ pentru toate componentele. Uneori este dificil de a discerne între procesele de relaxare dependente de timp și o distribuție ușor diferită a cîmpurilor statice. Această tehnică de lucru este limitată în principal prin: (1) timpul de relaxare, dacă este mai mic ca jumătate din perioada oscilației $\tau_c < \pi/\omega_L$; (2) prea mare, o frecvență nu poate fi rezolvată pentru $\tau_r > \pi/\omega_L$.

În măsurătorile DTCUP efectul poate fi mult mărit prin observația „stroboscopică" [329, 330]. Intensitatea crește prin producerea pulsului stărilor excitate, cu timpi de repetiție T_0, mai mici decît timpii de viață, $T_0 < \tau_n$. Intensitatea secvenței de pulsuri ale fasciculului se modulează astfel încît radiația γ emisă să se suprapună exact în aceeași fază. Deci timpul de repetiție este un multiplu al jumătății de perioadă $T_0 = n\pi/\omega_L$, unde n este numărul armonicii superioare. Lărgimea pulsului trebuie să îndeplinească condiția $\Delta T_0 < \pi/2\omega_L$. Metoda se folosește în domeniul $10^{-8}\text{s} \lesssim \tau_n \lesssim 10^{-2}\text{s}$.

Pentru timpi de viață mai mari ca $\tau_{1/2} \simeq 1 \cdot 10^{-6}$s intensitatea sursei trebuie să fie mică (<1 μCi) în scopul de a reduce suficient raportul între coincidențele adevărate și accidentale. Reducerea intensității sursei face dificilă obținerea de date cu o precizie suficientă. Interacția dipolului magnetic nuclear (sau momentului cuadrupolar electric) cu cîmpul magnetic (sau un gradient al cîmpului electric) trebuie să fie destul de puternică pentru a realiza mișcarea de precesie a spinului nuclear pe durata timpului de viață τ_n, respectiv $\nu_0 \gtrsim 1/\tau_n$ și a determina astfel în mod exact frecvența de precesie. Ca urmare a timpului de rezoluție τ_e finit a aranjamentului electronic, frecvența de precesie, ν_0, trebuie să îndeplinească condiția $\nu_0 \leqslant 1/\tau_e$. Neglijînd timpul de rezoluție finit τ_e, rezoluția frecvenței este limitată prin timpul de viață al stării izomere intermediare. Dacă $\tau_{1/2} = 10^{-7}$s, se obține o lărgime a liniei naturale $\Delta\nu_{nat} \simeq 1/(2\pi\tau_n) = 1{,}6$MHz.

Comparativ cu metoda RMN (nuclee stabile) rezoluția în frecvență a DTCUP este mai mică [326]. Avantajul semnificativ al metodei DTCUP față de metoda convențională RMN constă în sensibilitatea inerentă tehnicii nucleare. Rezoluția metodei este de același ordin de mărime ca tehnica rezonanței nucleare γ [331], deci pentru timpi de viață scurți metoda CUP pare mai avantajoasă. Metoda are în același timp și avantajele: (1) nu depinde de temperatură; (2) măsurătorile pot fi făcute în solide, lichide și gaze; (3) nu este limitată la tranzițiile în starea fundamentală sau la radiația γ de energie joasă. Tehnica experimentală a metodei CUP este mai complexă și deci mai scumpă ca cea a rezonanței nucleare γ.

O altă tehnică strîns legată de DTCUP este diferențiala de timp a distribuției unghiulare perturbate (DTDUP) a radiației γ, urmată de reacții nucleare [332, 333]. Aliniamentul nuclear necesar a observa radiația γ anizotropă, se realizează prin transferul momentului cinetic în timpul excitației Coulomb sau în o reacție nucleară. Ca urmare a transferului momentului cinetic, spinii stării izomere populate în reacția nucleară sînt predominant aliniați perpendicular la fascicul. Un fascicul pulsat de particule accelerate lovește ținta la $t = 0$ (lărgimea pulsului $(1 \div 2) \cdot 10^{-9}$s). După fiecare puls accelerator, radiația emisă este observată în aranjamentul DT, la unghiuri fixe θ (0°, 45°, 90°) față de axa de cuantificare (axa fasciculului). Cîmpurile magnetice sau gradienții cîmpurilor electrice fac ca distribuția intensității radiației γ emise, să execute o mișcare de precesie, care se observă ca o modulare a intensității, dependentă de timp. Timpul

de repetiție t_{rep} se alege astfel ca $t_{rep} > (5-10)\ \tau_n$ pentru ca nucleele să se dezintegreze înainte de sosirea celui de-al doilea puls.

Metoda CUP poate fi combinată cu metoda RMN. Primul studiu RMN—CUP are în vedere starea de 235 ms a ^{100}Rh [334]. Tehnicile s-au perfecționat [329, 330, 335]. Metoda fascicul pulsat-RMN s-a folosit la determinarea momentului magnetic nuclear al nucleelor radioactive β cu timpi de viață mici. În metoda CUP-RMN se generează un cîmp de radiofrecvență perpendicular la cîmpul care despică nivelul. Au loc astfel tranziții între substările m, populate inegal, ale stării nucleare intermediare. La rezonanță, corelația este distrusă prin egalizarea populației substărilor m. Factorul g nuclear poate fi determinat cu o precizie de 10^{-4}. Se pot studia proprietățile materialului în domenii extinse de temperaturi. Tehnica poate fi adaptată și la experiențe de orientare nucleară.

După cum am văzut metoda CUP combină o tehnică specifică fizicii nucleare cu interacțiile hiperfine, specifice domeniului fizicii atomice. Samoilov și colab. [336] determină cîmpul hiperfin al Au în Fe. Metzeger [337] folosind cîmpul intern al fierului determină factorul g al stării 2^+ în ^{56}Fe. Studii ale cîmpurilor hiperfine s-au făcut și prin tehnici de implantare în folii feromagnetice [338, 339]. Implantarea pămînturilor rare s-a făcut cu ajutorul reculului nuclear urmat de excitarea Coulomb a acestora [340, 341]. Ulterior, pentru implantări s-au folosit separatori de izotopi [342, 343]. Studiile efectuate [344] au evidențiat că mișcarea de precesie a momentului magnetic al stării intermediare cu timp de viață scurt, sub influența cîmpului magnetic, poate conduce la o rotație a distribuției unghiulare. Prin analiza atenuării corelației unghiulare de către un cîmp magnetic extern s-a determinat momentul magnetic nuclear al ^{111}Cd [345]. Gaspari și colab. [346] au observat că interacțiile hiperfine magnetice dependente de timp atenuează corelațiile unghiulare măsurate. Interacții magnetice dependente de timp au fost observate în cazul atomilor introduși în folii metalice. Aceste interacții pot explica modificările cu temperatura a corelației unghiulare perturbate. Analize teoretice ale mecanismelor de relaxare electronice în CUP, consideră efectul fluctuației instantanee a cîmpului hiperfin la nucleu datorită modificării direcției spinilor electronici. Astfel, s-au elaborat modele ce consideră relaxarea rapidă [347], aproximația adiabatică (relaxarea înceată) [326], aproximația fazei aleatoare [348] și modelul stocastic [349].

Ne propunem să redăm, ca exemplu, unele aplicații ale metodei DTCUP la studiul interacțiilor magnetice în izolatori magnetici [326] prin dopare acestora cu ^{111}Cd. Unele valori ale cîmpurilor hiperfine sînt date în tabelul XI.5. Ionul de Cd^{2+} în compușii $KNiF_3$, $KCoF_3$ și $RbMnF_3$ substituie ionii de tranziție $3d$ [352]. Ionul Cd^{2+} este înconjurat de către un octaedru regulat de anioni de fluor iar în sfera a doua de coordinație de șase ioni metalici ce aparțin la aceeași subrețea antiferomagnetică. Vecinii magnetici determină o polarizare de spin a învelișurilor s închise ale cadmiului ca dealtfel și densitățile de spin, neperechi, în orbitalul $5s$ exterior al cadmiului, determinînd un cîmp hiperfin la nucleul ^{111}Cd. Ca urmare a simetriei cubice, nu există un gradient al cîmpului electric la nucleul ^{111}Cd și ca atare corelația unghiulară prezintă o variație în timp, caracteristică pentru cîmpuri interne unice, orientate aleator. Pentru a ilustra procesul fundamental ce conduce la cîmpuri hiperfine în cadmiu să considerăm o cale de schimb în $KNiF_3$ și $KMnF_3$ ce implică 3 atomi

$(Ni^{2+}(Mn^{2+})-F^{-}-Cd^{2+})180°$ (fig. XI.38). Direcţia de legătură se admite a fi axa z. Pentru ionii Ni^{2+} se figurează orbitalul $e_g(3z^2-r^2)$ pe care îl notăm $|d_\sigma\rangle$ ocupat de un electron cu spinul în sus. Funcţia ligand $|p_a\rangle = |p_\sigma\rangle$ are

TABELUL XI.5

Cîmpuri hiperfine la nucleul ^{111}Cd în izolatori antiferomagnetici [326]

Gazda	B_{int}(4K)	$B^{*)}_{hf}$(0K)	Referinţa	Gazda	B_{int}(4K)	$B^{*)}_{hf}$(0K)	Referinţa
	kG(10^{-1} T)				kG(10^{-1}T)		
NiF_2	24,4(8)			$KNiF_3$	104,8	113,7	[352]
$CoFe_2$	16,4(8)		[350]	$KCoF_3$	74,1	78,2	[352]
$FeFe_2$	40,2(8)			$RbCoF_3$	67,8	71,5	[326]
$MnFe_2$	34,4(8)			$TlCoF_3$	67,8	71,6	[326]
NiO	191,1	212		$RbMnF_3$	113,8	117,4	[352]
CoO	170,8	187	[351]	$TlMnF_3$	118,7	122,5	[326]
MnO	194,7	208					

*) Valorile B_{hf} au fost obţinute prin extrapolarea cîmpurilor interne B_{int}, la 0K.

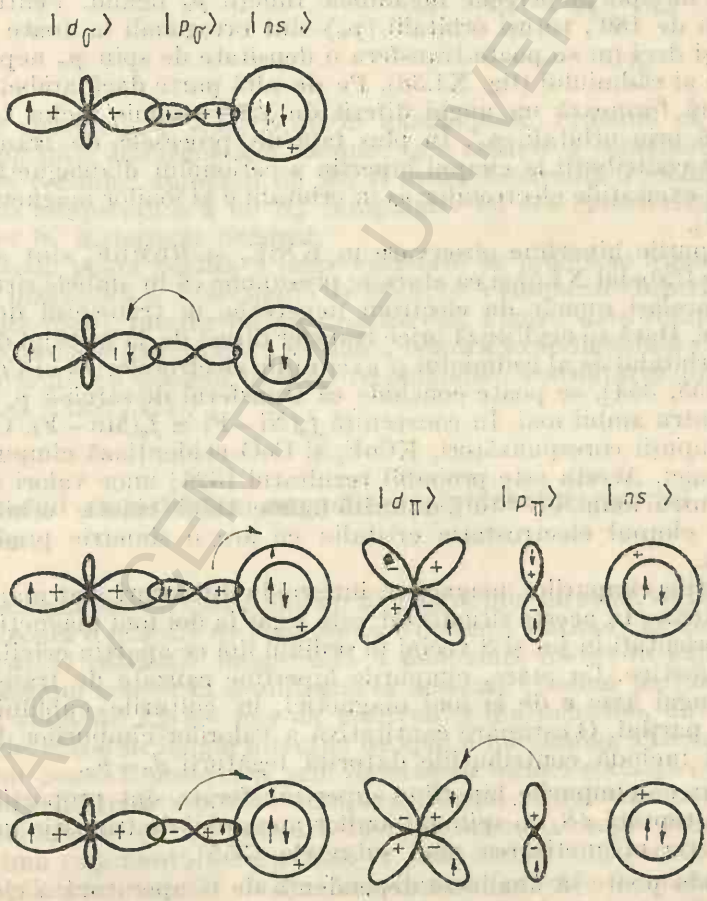


Fig. XI.38. — Ilustrarea schematică a procesului de transfer de sarcină în lungul direcţiei $(Ni^{2+}-F^{-}-Cd^{2+})$ 180° şi $(Mn^{2+}-F^{-}-Cd^{2+})$ 180°.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

doi electroni cu spini opuşi. În figura XI.38 pentru impuritatea ^{111}Cd s-au reprezentat distinct învelişurile închise (1*s*, 2*s*, 3*s* şi 4*s*) şi respectiv nivelul gol 5*s*. Transferul de sarcină $p_\sigma - d_\sigma$ al electronului cu spin „în jos" a lui p_σ în orbitalul d_σ a nichelului conduce la o densitate de spin nepereche f_σ în funcţia p_σ. Ambii electroni ai orbitalului p_σ contribuie la covalenţa cadmiu-anion, respectiv la transferul de sarcină $p_\sigma \rightarrow 5s$. Ca urmare a densităţii de spin nepereche în orbitalul p_σ ligand, cauzată de diferenţa de ocupaţie a electronilor cu spin „în sus" şi „în jos", la funcţia $|5s\rangle$ a Cd, se transferă o sarcină electronică cu spin „în sus" mai mare, diferenţa fiind proporţională cu f_σ. Principiul lui Pauli impune ca orbitalii ligand $|p_\sigma\rangle$ şi orbitalul $|ns\rangle$ al cadmiului să fie ortogonali, determinînd un amestec al funcţiei $|p_\sigma\rangle$ în funcţiile de undă $|ns\rangle$ ale cadmiului, proporţional cu integrala de acoperire $\langle p_\sigma | ns\rangle$. Acest proces conduce la o densitate de spin nepereche în învelişurile (1*s*, 2*s*, 3*s* şi 4*s*) ale Cd, proporţională cu f_σ. Spinul nepereche „fracţional" al cadmiului este orientat în aceeaşi direcţie ca spinul ionului magnetic vecin. Acelaşi proces apare şi în $RbMnF_3$. În plus (fig. XI.38), electronii p_π cu spini în jos sînt transferaţi în orbitalii $|d_{xz}\rangle$ şi $|d_{yz}\rangle$ ai Mn^{2+}, pe jumătate ocupaţi, fapt ce determină o fracţie f_π a densităţii de spin nepereche în ambele funcţii p_π ligand. Pentru o cale de schimb de 180°, totuşi orbitalii $|p_\pi\rangle$ sînt ortogonali la toate funcţiile *s* ale Cd şi deci nu se poate transfera o densitate de spin p_π nepereche la orbitalii *s* ai cadmiului (fig. XI.38). Pe de altă parte dacă ambele direcţii de legătură formează un unghi diferit de 180°, trebuie inclus transferul de sarcină prin orbitalii p_π. În plus faţă de procesele de transfer s-au considerat contribuţii la cîmpul hiperfin a cationului diamagnetic provenind de la excitaţiile electronilor *ns* în orbitalii *d* ai ionilor magnetici vecini [353, 354].

Cîmpurile hiperfine observate în $KNiF_3$ şi $RbMnF_3$ sînt apropiate ca valoare (tabelul XI.5) şi ca atare se presupune că în ambele situaţii este implicat acelaşi număr de electroni nepereche în transferul de spin la impuritate. Dacă se neglijează orice transfer direct de la metalul de tranziţie d_σ în orbitalul 5*s* al cadmiului şi excitaţiile electronilor *ns* ai Cd în orbitalii d_σ [353, 354], se poate conchide că transferul de sarcină $p_\sigma \rightarrow d_\sigma$ este acelaşi pentru ambii ioni. În consecinţă $f_\sigma(Ni-F) \simeq f_\sigma(Mn-F)$. Comparativ cu compuşii corespunzători, $KCoF_3$ şi CoO evidenţiază cîmpuri hiperfine mai mici. Acesta este probabil rezultatul [326] unor valori mai mici $\langle S_z\rangle/S$ pentru ionul Co^{2+} (d^7), datorită momentului cinetic orbital neînghetat în cîmpul electrostatic cristalin ce are o simetrie predominant octaedrică.

Valorile cîmpurilor magnetice interne în difluoruri sînt mai mici ca în alte sisteme. În aceste situaţii Cd este legat la doi ioni magnetici vecini cu spinii orientaţi în jos şi 8 vecini în ordinul doi ce aparţin celeilalte subreţele magnetice. Ca atare, cîmpurile hiperfine cauzate de transferul de spin în lungul axei **c** de la ioni magnetici, în colţurile cubului se pot compensa parţial. O estimare cantitativă a valorilor cîmpurilor hiperfine trebuie să includă contribuţiile datorită legăturii $d_\pi - p_\pi$.

Deoarece cîmpurile hiperfine supertransferate sînt proporţionale cu valoarea aşteptată $\langle S_z\rangle$ a spinului ionilor metalului de tranziţie vecin, B_{hf} poate descrie magnetizarea unei subreţele [355].

Metoda poate să analizeze dependenţa de temperatură a cîmpurilor hiperfine. Ca exemplu în figura XI.39 prezentăm dependenţa de temperatură a cîmpurilor reduse la ^{111}Cd în $RbMnF_3$, şi MnF_2 [356]. În aceeaşi

figură s-a reprezentat funcţia Brillouin pentru $S = 5/2$ cît şi rezultatele studiilor obţinute prin RMN asupra ^{19}F în MnF_2 [357]. Cîmpurile reduse în antiferomagnetul impur MnF_2/Cd sînt situate sub acelea ale magnetizării

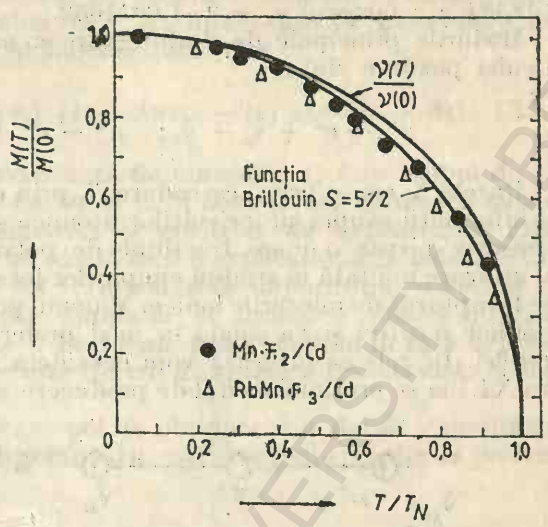


Fig. XI.39. — Cîmpurile hiperfine reduse la ^{111}Cd în MnF_2 şi $RbMnF_3$ [356] în funcţie de temperatura redusă.

reduse a subreţelei ($^{19}\nu(T)/^{19}\nu(0)$) în gazda pură. Probabil că prezenţa unor impurităţi diamagnetice, conduce la o scădere a contribuţiilor magnetice ale vecinilor apropiaţi de Mn şi astfel determină o modificare mai rapidă cu temperatura a lui S_z, comparativ cu cea caracteristică ionilor magnetici în materialul nedopat.

Metoda poate analiza o mare varietate de probleme legate de comportarea magnetică şi dependenţa de presiune a cîmpurilor hiperfine supratransferate [356], interacţiile electronice etc. Pentru date complementare privind aspectele teoretice ale metodei, tehnica experimentală cît şi informaţii obţinute cu această metodă recomandăm consultarea unor lucrări de sinteză [322—327].

XI.7. Studiul materialelor magnetice prin tehnica rotaţiei de spin a miuonului

Dacă miuonii cu spin polarizat sînt opriţi într-un solid, spinul miuonului va executa o mişcare de precesie cu frecvenţa Larmor, în cîmpul magnetic local. O trăsătură importantă a miuonului folosit în experienţe de fizica solidului constă în dezintegrarea acestuia (violînd paritatea) cu un timp de viaţă de 2,2 μs, într-un pozitron şi doi neutrino, cu pozitronul emis preferenţial în lungul direcţiei de spin a miuonului. Precesia spinului miuonului poate fi observată prin detectarea formei corelaţiei unghiulare dependente de timp a pozitronului dezintegrat. Astfel tehnica rotaţiei de spin a miuonului (RSμ) măsoară în mod indirect cîmpul local.

Prima experienţă de tip RSμ a fost făcută de Garwin şi colab. [358]. Aplicaţiile metodei au fost rezumate în articole de sinteză [359—361].

După cît se cunoaște în prezent, miuonul este un „electron" greu. Unele proprietăți ale miuonului sînt redate mai jos [362]: masa $m_\mu = 105{,}6595$ MeV/c² $= 206{,}7687\ m_e = 0{,}1126098\ m_p$; spinul $I_\mu = 1/2$; timpul de viață $\tau_r = 2{,}19713\,\mu s$; momentul magnetic $\mu_\mu = 4{,}49047 \cdot 10^{-26}$ J/T $= 3{,}18334\ \mu_p$; factorul $g_\mu = 2 \cdot 1{,}0011662$.

Modurile principale de dezintegrare a miuonului negativ și a antiparticulei pozitive sînt:

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \overline{\nu}_e; \quad \mu^+ \to e^+ + \overline{\nu}_\mu + \nu_e. \qquad \text{(XI.7.1)}$$

Razele X emise prin „cascadarea", prin diferite pături, dau în principal informații asupra proprietăților atomice și nucleare. Deoarece miuonul negativ pierde o mare fracțiune de polarizare, în timpul cascadei, are o utilizare limitată în studiul cîmpurilor locale. Pe de altă parte acesta poate fi capturat de miezurile ionice. Miuonul pozitiv este respins de miezurile ionilor pozitivi și va sonda în mod preferențial pozițiile interstițiale ale rețelei. În cele ce urmează vom considera numai miuonii pozitivi. În figura XI.40a se prezintă modul de producere a miuonilor polarizați prin

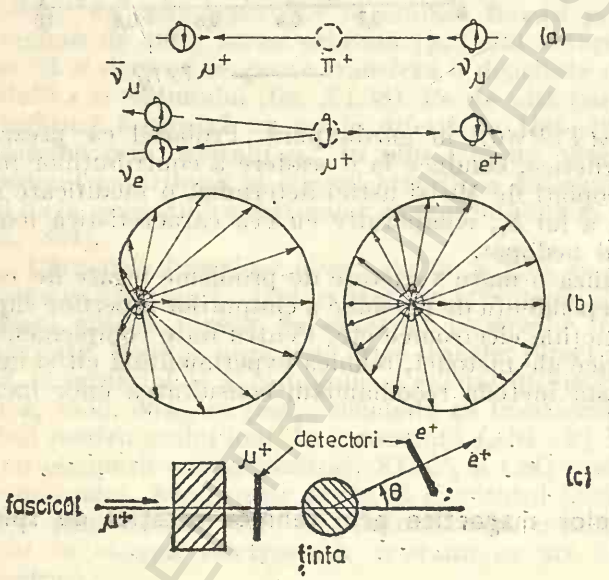


Fig. XI.40. — (a) Dezintegrarea π^+ și μ^+ (b) Distribuția unghiulară a dezintegrării pozitronilor în raport cu spinul μ^+ pentru cazul cînd sînt înregistrați numai pozitronii de energie maximă (stînga) și pentru cazul în care sînt detectați toți pozitronii (dreapta) (c) Schema simplificată a aranjamentului experimental

dezintegrarea pionului: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\pi$ ($\tau_\pi = 26{,}03$ ns, $m_\pi = 139{,}569$ MeV/c²) cît și dezintegrarea μ^+ descrisă în (XI.7.1).

Fenomenul ce stă la baza experiențelor RSμ constă în dezintegrarea asimetrică (față de direcția spinului) a miuonului într-un pozitron și o pereche de neutrino (fig. XI.40a). În momentul dezintegrării pozitronul este emis în mod preferențial în direcția spinului μ^+. Prin folosirea unor absorbanți potriviți, între ținta și detectorii de pozitroni, este posibil să eliminăm pozitronii de energie joasă. Aceasta (fig. XI.40) va crește asimetria măsurată, în schimb scade rata de numărare.

Într-o experiență tipică RS μ, miuonii pozitivi sînt opriți în materialul studiat (fig. XI.40c), măsurîndu-se imaginea corelației unghiulare dependente de timp, $W(\theta, t)$. La intrarea miuonului în probă este pornit un

ceas, care apoi este oprit la detectarea pozitronului obținut prin dezintegrare. Dacă miuonul execută o mișcare de precesie atît datorită cîmpurilor externe cît și interne caracteristice materialului gazdă în care a fost oprit, direcția preferată a emisiei pozitronului oscilează în timp. Numărul de pozitroni emiși, în unitatea de timp, într-o direcție particulară dată, în sistemul de coordonate al laboratorului este

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu)\,[1 + A\exp(-t/\tau)\cos(\omega t + \theta)]. \quad \text{(XI.7.2)}$$

Am notat prin N_0 o constantă de normare, τ_μ este timpul de viață al μ^+ (2,2 μs) iar A este un factor ce ia în considerare reducerea anizotropiei datorită efectelor geometrice și efectelor de depolarizare rapidă. Pentru aceste ultime efecte nu există încă o explicație satisfăcătoare [361]. Pentru depolarizare rapidă pot fi responsabile impuritățile, defectele rețelei cristaline, neomogenitățile cîmpului și formarea miuoniului „Mu" în stadiul inițial (Mu = μ^+e^-). Prin θ am notat unghiul de fază dependent de poziția detectorului iar τ este timpul de relaxare transversal, cunoscut din rezonanța magnetică.

Mărimile de interes care pot fi obținute din datele experimentale sînt: durata de viață a depolarizării τ și frecvența medie de precesie a miuonului.

$$\omega = 2\mu_\mu B_\mu/h, \quad \text{(XI.7.3)}$$

unde μ_μ este momentul magnetic al miuonului și B_μ este cîmpul magnetic mediu ce acționează asupra miuonului.

În cele ce urmează vom discuta în principal studiile efectuate asupra materialelor magnetice prin tehnica RSμ. Primele cercetări au fost efectuate asupra nichelului și fierului [363]. După termalizare, prin procese de ionizare, „soarta" miuonului polarizat depinde în mod critic de formarea miuoniului (μ^+e^-). Formarea Mu pare să fie restrînsă la unele materiale izolatoare și semiconductoare. În metale acesta nu a fost observat, fapt atribuit ecranării sarcinii miuonului prin electroni de conducție. Miuonul „gol" va sonda cîmpul magnetic local B_μ în poziții interstițiale și în unele cazuri substituționale. În materialele ordonate magnetic, cîmpul local este dat de

$$\mathbf{B}_\mu = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_{dip} + \mathbf{B}_{hf}. \quad \text{(XI.7.4)}$$

Am notat prin $\mathbf{B}_{ext}$ cîmpul de inducție extern, $\mathbf{B}_{dip}$ cîmpul dipolar și $\mathbf{B}_{hf}$ este cîmpul hiperfin. Cîmpul dipolar, pentru materiale feromagnetice, se poate scrie

$$\mathbf{B}_{dip} = \mathbf{B}_{dem} + \mathbf{B}_L + \mathbf{B}'_{dip} \quad \text{(XI.7.5)}$$

unde $\mathbf{B}_{dem}$ este cîmpul de demagnetizare, $\mathbf{B}_L$ cîmpul Lorentz într-un domeniu magnetic și $\mathbf{B}'_{dip}$ este cîmpul dipolar în sfera Lorentz. Cîmpul hiperfin (cîmpul de contact Fermi) este în principal datorat densității electronilor de conducție polarizați în poziție miuonului $\mathbf{R}_\mu$.

Din valorile experimentale B_μ și valorile calculate B'_{dip} se poate determina B_{hf}. Pentru a efectua calculele este însă necesar a cunoaște poziția miuonului. Dacă se folosește o probă nemagnetizată avem $B_{ext} = B_{dem} = 0$.

Măsurătorile asupra materialelor magnetice pot furniza informații asupra a trei mărimi de interes: (1) cîmpul B_μ la poziția miuonului; (2) timpul de relaxare; (3) asimetria A extrapolată la timpul $t = 0$. Studiile au fost efectuate asupra unor monocristale, policristale sau pulberi, în funcție de temperatură, orientare și cîmpul extern.

În general valoarea B_μ într-un domeniu magnetic nu este unică. Datele experimentale arată însă că valoarea medie a lui B_μ după probă nu este sensibilă la cîmpuri externe mai mici ca cel care asigură saturația magnetică. Acest fapt este explicat prin efectele de ecranare de către domeniile vecine. Astfel este posibil a face măsurători în cîmp nul. În unele sisteme, ca de exemplu nichel, cîmpul dipolar B_{dip} este nul, ca urmare a simetriei cubice a poziției interstițiale pe care o ocupă miuonul (fig. XI.41).

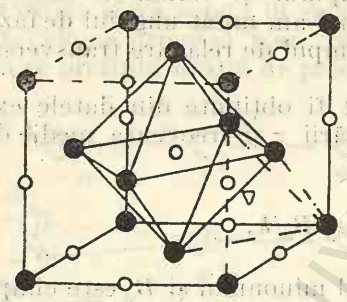


Fig. XI.41. — Pozițiile interstițiale octaedrice (o) și tetraedrice (Δ) în rețeaua cfc (nichel). Spre deosebire de rețeaua cvc aceste poziții interstițiale au simetria cubică și deci cîmpul dipolar este nul.

Folosirea acestei tehnici la studiul materialelor feromagnetice implică clarificarea unor probleme [360] legate de interacția miuon-solid și anume: (1) cunoașterea pozițiilor ocupate de miuon (în majoritatea cazurilor aceasta este o poziție interstițială); (2) difuzia miuonului este importantă ca urmare a efectului de mediere, prin mișcare, a cîmpului magnetic local; (3) impuritățile reziduale prezintă interes deoarece miuonul poate fi fixat de acestea sau în regiuni ale probei care nu sînt tipice solidului; (4) este necesar a cunoaște unele date cu privire la extinderea spațială a funcției de undă a miuonului. Ca urmare a masei mici a miuonului, împrăștierea punctului de zero poate fi semnificativă; (5) miuonul perturbă vecinătatea lui ca urmare a sarcinii pozitive.

Principala problemă a teoriei constă în cunoașterea modului în care miuonul perturbă cîmpul local ambiant. Cîmpul local măsurat prin miuon diferă de cîmpul ambiant. Mai există și o distorsiune locală mică a rețelei, efectele acesteia nefiind în general considerate [363, 365]. „Impuritatea" miuon însăși, în metale, nu este magnetică [366] fapt stabilit experimental [367].

În figura XI.42 prezentăm spectrul RSμ în cazul unui monocristal de cobalt, la 4,2 K, în cîmp extern nul. Punctele experimentale au fost descrise prin relația (XI.7.2). Suprapus peste dezintegrarea de tip exponențial a miuonului se observă o oscilație în numărul de pozitroni datorită precesiei Larmor. Maximumul ratei de sumare a pozitronilor va fi observat la intervale de timp corespunzătoare precesiei Larmor, independent de direcția cîmpului. Datele obținute prin analiza curbei experimentale sînt redate în textul figurii. În tabelul XI.6 prezentăm cîmpul hiperfin al

miuonului, cîmpul ambiant local și factorii de amplificare a densității de spin calculați pentru Ni, Fe, Co și Gd.

Să analizăm unele rezultate obținute asupra unor materiale feromagnetice tipice. Primele studii asupra nichelului au fost obținute la

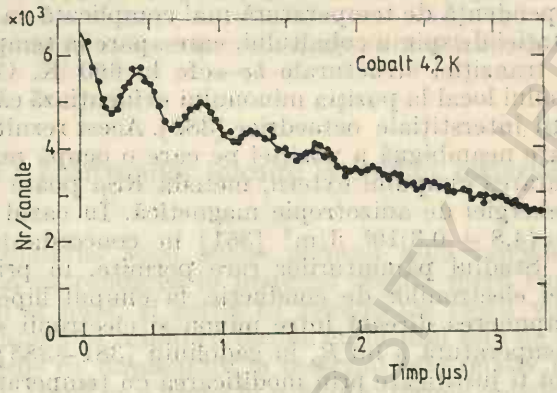


Fig. XI.42. — Spectrul RSμ a unui monocristal de cobalt la 4K în cîmp extern nul. Prin fitarea spectrului s-au obținut valorile $|B_\mu| = 315{,}5$ G și $\tau = 0{,}73$ μs

SPREL [363], Dubna [364, 368] și Berckley [369, 370]. Ulterior s-a analizat atît frecvența de precesie cît și timpul de depolarizare [371] în funcție de temperatură și de cîmpul extern. Problema nichelului a fost analizată și în lucrările [372—378]. Densitatea de spin ambiantă în poziții interstițiale octaedrice este suficient de uniformă astfel ca dimensiunea finită a funcției de undă a miuonului implică doar corecții mici [360]. Compararea valorilor reduse ale lui B_{hf} cu magnetizarea redusă arată o deviație pozitivă a cîmpului hiperfin față de cea a magnetizării. Cîmpul hiperfin este apropiat de cîmpul ambiant. Se pare că B_{hf} provine în principal de la „cozile" benzilor d ale nichelului în regiunea interstițială unde benzile cu spini minoritari, negative, au amplitudini maxime. Aceasta este confirmat și de valorile factorului de amplificare al densității de spin a electronilor s (tabelul XI.6) ce sugerează că banda s a nichelului are o polarizare foarte mică. Calculele au evidențiat [375, 376] că sînt de așteptat numai mici modificări ca urmare a polarizării benzii d ambiante. Această interpretare poate justifica tendința cîmpurilor hiperfine de a avea o dependență de temperatură diferită de cea a magnetizării.

TABELUL XI.6.

Cîmpurile hiperfine ale miuonului, cîmpul local ambiant și factorii de amplificare a densității de spin (α) la $T=0$K

	B_{hf} (kG)	B_{amb} (kG)	α
Ni	− 0,71	−0,66	12
Fe	−11,1	−1,1	9,8
Co	− 6,1	−2,0	9
Gd	− 6,9	−2,9	9
Dy*	− 0,7		
	−25,2		

* Cele două valori corespund la cele două semne posibile pentru B_μ.

Cîmpul hiperfin în fier [361, 363, 364, 368, 379, 380] este negativ (tabelul XI.6) și mai mare ca cel observat în nichel. Datele sînt mai greu de interpretat deoarece densitatea de spin ambiantă negativă, la poziția interstițială tetraedrică, variază mult, la distanțe mici. La pozițiile octaedrice vecine magnetizarea este pozitivă dacă aceste poziții sînt situate între vecinii de ordinul unu de fier, respectiv în orbitali $3d$ de legătură. Cîmpul hiperfin descrește mai rapid cu temperatura decît magnetizarea. Dife-

rențele evidențiate nu sînt însă mari. Deoarece se observă numai frecvența unui miuon într-un domeniu larg de temperaturi, se conchide că miuonul difuzează între pozițiile interstițiale destul de rapid pentru ca media cîmpurilor dipolare să fie nulă.

În cazul cobaltului [368, 380, 381] se evidențiază că B_μ prezintă o dependență de temperatură mai complicată ca la nichel și fier ca urmare a rotației de spin a cobaltului, care apare la temperaturi între 500 și 600 K și a tranziției structurale *hc*→cfc la 690 K. Considerarea contribuțiilor cîmpului local la poziția miuonului evidențiază că acesta ocupă în rețeaua *hc* poziții interstițiale octaedrice [380]. Acest rezultat reprezintă prima determinare neambiguă a poziției pe care o ocupă miuonul liber în solid. Prin măsurarea cîmpului extern, metoda RSμ poate fi utilizată la determinarea energiei de anizotropie magnetică. În cazul cobaltului *hc* s-a obținut $K_1 = (4{,}8 \pm 0{,}3)10^5$ J/m^3 [361] în concordanță cu studiile magnetice.

Studiul pămînturilor rare permite, în principiu, separarea contribuției electronilor de conducție la cîmpul hiperfin, pe miuon, deoarece suprapunerea directă între miuon și electronii 4*f* este mică. Dependența de temperatură a lui B_μ în gadoliniu [381—383] prezintă cîteva maxime, ce pot fi justificate prin modificarea cu temperatura a unghiului între axa c și axa de ușoară magnetizare. Miuonul în proba policristalină ocupă o poziție interstițială octaedrică. Mișcarea de precesie a miuonului a fost observată și în disprosiu în regiunea de temperaturi în care apare o ordonare magnetică elicoidală [361]. În acest caz se pare că miuonul nu difuzează prin rețea. Pe parcursul tranziției de fază magnetice și structurale apare o variație continuă a frecvenței de precesie ceea ce implică o modificare continuă a cîmpului local în regiunea de tranziție. Din datele experimentale nu s-a putut determina în mod neunivoc poziția în care este oprit miuonul. Tranziția de fază în Pr, Nd, Sm, Eu, Tb, Dy, Ho și Er a fost analizată de Grebinnik și colab. [384]. Rata de relaxare a spinului miuonului în proba ce se află în stare paramagnetică, diverge odată cu scăderea temperaturii, în apropiere de T_N. Amplitudinea semnalului dispare practic în starea ordonată magnetic.

Feromagnetismul slab α-Fe_2O_3 a fost studiat în probe policristaline și în monocristale [383]. Experiențele prin RS μ evidențiază un semnal de precesie al spinului care prezintă o dependență de cîmp caracteristică miuonului localizat într-o vecinătate diamagnetică. Sub 430 K miuonul este localizat în ambele poziții cristalografice (neechivalente magnetic). La temperatura Morin (263 K) există o rotație de 90° a direcției magnetizării subrețelei față de axa c. Aceasta se reflectă prin o modificare a cîmpului dipolar.

Un număr de aliaje de tip sticle de spin au fost studiate prin tehnica RSμ și anume Au-Fe, Cu-Mn [385], Pd-Fe [386], și sticle de tip alumino-silicat cu mangan [387] etc. În sistemele metalice timpul de relaxare al miuonului este determinat de valorile cîmpului local care provine din cîmpul dipolar și polarizarea de spin RKKY oscilatorie de la momentele locale ale Fe și Mn. Dacă proba este răcită, la temperatura de ordonare a sticlei de spin, apare o creștere bruscă a ratei de depolarizare. În Cu-0,7% Mn neomogenitatea în cîmpul local, la temperaturi joase este de $6{,}4 \cdot 10^3$ A/m (80 G). Aliajul Pd-Fe [386] are o comportare de tip sticlă de spin pentru 0,015% Fe, în timp ce pentru 0,28% Fe este un feromagnet. Fierul polarizează atomii de Pd vecini, conducînd la feromagnetism pentru concentrații mai mari de 0,1% Fe. În sticle de tip alumino-silicat cu mangan

dependența de temperatură a cîmpurilor interne poate fi justificată prin fluctuațiile aglomerărilor de mangan cuplate antiferomagnetic, în cîmpul de anizotropie local.

Tehnica RSμ a fost folosită în studiul MnO la $T > T_N$ [388] a MnSi [389], a unor impurități în fier [390, 391] cît și a materialelor supraconductoare [392, 393].

Relaxarea spinului miuonului în materiale magnetice a fost studiată de Yamazaki [394].

XI.8. Tehnici de anihilare a pozitronilor folosite în studiul materialelor magnetice

Să considerăm un material solid supus acțiunii unui fascicul de pozitroni, de energie ϵ. La pătrunderea în material aceștia pierd energie prin ciocnire cu electronii și ionii, și astfel își micșorează rapid viteza. Timpul în care pozitronii ajung în echilibru termic cu mediul este de ordinul a 1 ps. Adîncimea medie de implantare în material este relativ mare și anume de (10—1000)μm. După ce a ajuns în echilibru termic, pozitronul se anihilează cu un electron din mediul înconjurător dominant. În literatura de specialitate [395—399] s-au analizat regulile de selecție cît și modul de determinare a probabilității de anihilare a perechii electron-pozitron, ce se mișcă lent. Procesul de anihilare va furniza o energie $-2m_0c^2$, energia masei de repaus totale a perechii ce se anihilează. Pentru o pereche ce se mișcă încet, conservarea impulsului cere ca să fie implicate în acest proces, cel puțin două particule sau cuante [399]. Prezentăm în figura XI.43

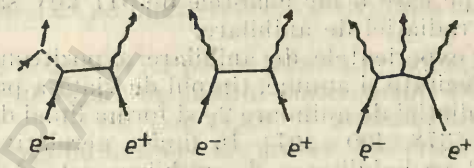


Fig. XI.43. — Diagrama Feynmann pentru procesele de anihilare cu 1, 2 și 3 fotoni.

diagramele Feynmann pentru procesele de anihilare implicînd unul, doi sau trei fotoni. Anihilarea ce implică un foton este posibilă numai în prezența unui al treilea „corp" (electron sau nucleu) care absoarbe impulsul de recul. Introducerea unui vertex adițional, în diagramele din figura XI.43 multiplică secțiunea transversală pentru acest proces cu un factor de ordinul constantei de structură fină ($\alpha = 1/137$) și ca atare secțiunea transversală pentru anihilarea ce implică trei fotoni este cu mai mult de două ordine de mărime mai mică decît cea a procesului cu doi fotoni. Secțiunea transversală pentru anihilarea cu un foton este de asemenea diminuată printr-un factor $\lambda_c^3\eta$, unde λ_c este lungimea de undă Compton a electronului și η densitatea atomilor sau electronilor care pot absorbi impulsul de recul. Cea mai mare valoare a lui η întîlnită în orice situație fizică, conduce la un factor multiplicativ de ordinul α^3. Ca atare probabilitatea anihilării cu doi fotoni este mult mai mare comparativ cu celelalte procese. Cele două cuante gama au energie de 511 keV. Timpul de viață mediu al pozitronilor este caracteristic fiecărui material și variază de la 100 la 500 ps.

În medii moleculare în timpul procesului de încetinire a vitezei pozitronului se pot forma molecule de pozitroniu (e^+-e^-).

Anihilarea 3γ este importantă numai într-o stare cu corelație de spin, ca molecula de ortopozitron (stare de triplet), unde regulile de selecție interzic procesele 2γ. Viteza de anihilare a ortopozitronului printr-un mecanism de tip 3γ este relativ mică conducînd la timpi de viață relativ ridicați ($\simeq 140$ ns). Timpul de viață al pozitronului (stare de singlet) pînă la autoanihilarea acestuia, cu doi fotoni, este de $\simeq 125$ ps.

Schema unei instalații experimentale folosind tehnica de anihilare a pozitronului este reprezentată în figura XI.44. Pozitronii produși de un

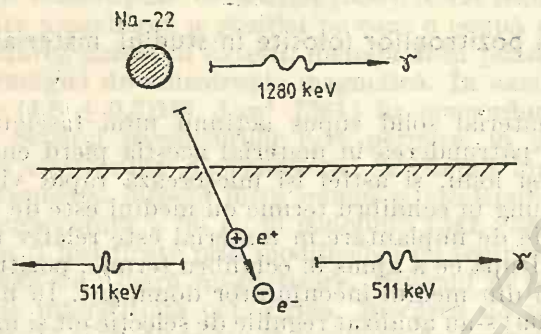


Fig. XI.44. — Schema unei experiențe de anihilare a pozitronului. Pozitronii de la un izotop radioactiv (exemplu ^{22}Na) sînt anihilați în material.

zotop radioactiv (de exemplu ^{22}Na) sînt anihilați printr-un mecanism dominant ce implică două cuante γ. Timpul de viață al pozitronului corespunde cu intervalul scurs între originea radiației γ de 1,28 MeV (emise de nucleu la cîteva ps după emisia pozitronului) și respectiv a celor două cuante de anihilare. Impulsul perechii pozitron-electron se măsoară prin unghiul pe care îl fac cuantele de 511 keV sau din deplasarea Doppler a energiei radiației de anihilare.

În experiențele de anihilare a pozitronilor există trei mărimi care pot fi măsurate și anume, timpul de viață a pozitronului, corelația unghiulară a radiației de anihilare 2γ și forma liniei de anihilare, lărgită prin efect Doppler [378, 400—407]. În limita nerelativistă a secțiunii de anihilare 2γ [408] probabilitatea de anihilare este dată de

$$\lambda \propto \pi r_0^2 c \eta_e \qquad \text{(XI.8.1)}$$

Am notat prin r_0 raza electronului clasic, η_e — densitatea de electroni în poziția în care se află pozitronul iar c este viteza luminii. Timpul de viață $\tau = \lambda^{-1}$ este independent de viteză.

Din studiul timpului de viață al pozitronului, în concordanță cu relația (XI.8.1), se poate determina densitatea de electroni η_e. Valorile timpului de viață sînt puternic afectate de corelațiile electron-pozitron. Acestea sînt determinate de interacțiile atractive puternice între electron și pozitron, reflectate în amplificarea densității electronice măsurate, comparativ cu valoarea caracteristică.

Măsurătorile de corelație unghiulară sînt folosite în studiul densității impulsului electronului în metale și aliaje. Energia cinetică a perechii ce se anihilează este de ordinul eV. Energia fotonului în sistemul centrului de masă este $m_0c^2 = 511$ keV, fotonii deplasîndu-se în direcții opuse. Ca urmare a impulsului diferit de zero al perechii, în sistemul de laborator, fotonii deviază de la colinearitate. Conform cu figura XI.45

unghiul dintre direcţiile acestora va fi $(180-\theta)^\circ$ unde

$$\theta = P_T\, m_0^{-1}\, c^{-1}. \qquad \text{(XI.8.2)}$$

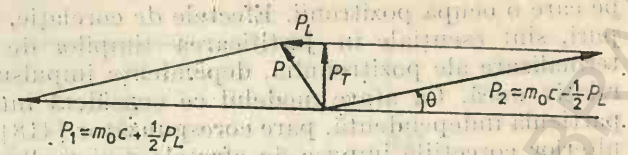


Fig. XI.45. — Diagrama vectorială a procesului de anihilare 2γ.

Am notat prin P_T componenta impulsului perechii pozitron-electron, transversală la direcţia de emisie a fotonului. Deoarece impulsul pozitronilor termalizaţi este aproape nul, valorile măsurate ale corelaţiei unghiulare descriu distribuţia impulsului electronilor anihilaţi. Lărgimea curbei de corelaţie unghiulară este de aproximativ 10 mrad. Forma liniei radiaţiei de anihilare reflectă de asemenea distribuţia impulsului electronilor anihilaţi, rezoluţia fiind însă slabă.

Mişcarea perechii determină o deplasare Doppler în energia fotonilor anihilaţi, măsurată în sistemul laboratorului. Deplasarea de frecvenţă este $\Delta\nu/\nu = v_L/c$, unde v_L este viteza longitudinală a centrului de masă a perechii $v_L = P_L/2m_0$ iar P_L este componenta longitudinală a impulsului. Deoarece energia fotonului este proporţională cu frecvenţa lui, pentru energia m_0c^2 se obţine o deplasare Doppler $\Delta\epsilon$

$$\Delta\epsilon = (v_L/c)\,\epsilon = cP_L/2. \qquad \text{(XI.8.3)}$$

Ca atare şi forma liniei radiaţiei de anihilare reflectă distribuţia impulsului electronilor în probă.

Tehnica de anihilare a pozitronului poate furniza informaţii cu privire la o varietate de probleme legate de studiul materialelor. Distribuţia spaţială a pozitronului este un factor important de analiză. Localizarea pozitronului se poate face în regiuni netipice ale probei. Astfel s-a observat o puternică interacţie vacanţă-pozitron [409] şi „prinderea" pozitronului în vacanţe la Cu, Ag, Au, Mg, Zr, Cd, Al, In, Tl şi Pb [410]. În unele metale s-au evidenţiat efecte ale fixării pozitronului în dislocaţii [411, 412] şi goluri [413].

Metoda poate fi folosită în studiul densităţii de stări în metale şi aliaje. Prin analiza corelaţiei unghiulare între cele două cuante de anihilare [414], se pot obţine totodată informaţii cu privire la variatele aspecte ale structurii electronice, ca dimensiunile suprafeţei Fermi şi funcţiile de undă. Multe din metodele clasice de studiu (efect de Haas-van Alphen, magnetorezistenţă etc.) nu pot fi folosite la studiul aliajelor concentrate, dezordonate cristalografic, a fazelor stabile la temperaturi înalte a materialelor ordonate, datorită împrăştierii excesive a electronului ca urmare a drumului său liber mijlociu, mic. Ca atare, metoda, deşi nu lipsită de probleme, ca urmare a „afinităţii" pozitronilor faţă de defectele cu densitate mică ale reţelei cristaline este deosebit de utilă [399, 400, 404, 415, 418]. Limitările de mai sus pot fi eliminate prin prepararea cu grijă a probelor.

Modelul considerat în analiza densităţii impulsului a doi fotoni, admite o particulă independentă, ignorîndu-se corelaţiile între cele două particule ce se anihilează şi cu electronii înconjurători. La prima vedere pare

surprinzător că această aproximație poate conduce la rezultate satisfăcătoare, deoarece timpii de viață a pozitronilor determinați pe baza acestui model diferă printr-un ordin de mărime față de valorile experimentale. Timpul de viață al pozitronului reflectă densitatea electronului în poziția pe care o ocupă pozitronii. Efectele de corelație, în teoria mai multor corpuri, sînt esențiale în justificarea timpilor de viață și a proceselor de termalizare ale pozitronului, dependența impulsului de aceste efecte fiind relativ mică. Ca atare modelul ce consideră într-o primă aproximație o particulă independentă, pare corespunzător [418]. La acesta se pot adăuga ulterior corecțiile impuse de efectele mai multor corpuri.

În cele ce urmează ne vom referi la unele studii specifice materialelor ordonate magnetic. În cazul metalelor de tranziție *d* tehnica anihilării pozitronului servește la [399, 400, 416]: (*a*) stabilirea caracterului polarizării benzilor *s* și *d*; (*b*) determinarea trăsăturilor specifice ale spectrului de anihilare sub și peste T_c, deci la studiul tranzițiilor de fază magnetice.

Pozitronii emiși de surse ca ^{22}Na sau ^{64}Cu sînt parțial polarizați față de direcția lor de mișcare. Un procent mare din această polarizare persistă prin termalizare, pînă la anihilare. Într-un material feromagnetic, magnetizat, anihilarea de tip 2γ a pozitronului polarizat se poate produce numai cu electronii ce au spin opus. Astfel, numai electronul benzii corespunzătoare poate contribui la distribuția impulsului perechii de fotoni. Desigur, prin inversarea cîmpului magnetic va fi sondată și cealaltă bandă de spin. Diferența între distribuția impulsului măsurată în cele două situații poate fi corelată cu densitatea impulsului și a spinului. S-au propus unele modele pentru a justifica această comportare [419, 420, 400].

Se presupune astfel că pozitronii polarizați ajung în rețea, încet, în starea lor fundamentală caracterizată în rețea prin funcția de undă $\psi_p(r)$, în timp ce direcțiile spinilor rămîn neschimbate [420, 400]. Se alege ca axă de cuantificare direcția impulsului pozitronilor incidenți. Dacă ν_e și ν_p sînt valorile polarizării electronului și pozitronului, probabilitatea de acoperire a funcțiilor de undă a singletului de spin de către cele ale electronului, este proporțională cu $(1/4)(1 \pm \nu_p \nu_e) V_e$, în timp ce acoperirea tripletului de spin va fi $-(1/4)(3 \pm \nu_p \nu_e) V_e$. Am notat prin $V_e = \int |\psi_p(r), \psi_e(r)|^2 dr = \int N_e(p_z)\, dp_z$ viteza de anihilare și prin N_e viteza de numărare în coincidență. Din măsurătoarea spectrului de anihilare cu cîmpul paralel ($\uparrow$) sau antiparalel ($\downarrow$) la impulsul pozitronului, se obține

$$\nu(\theta) = [N_\uparrow(\theta) - N_\downarrow(\theta)]\ [N_\uparrow(\theta) + N_\downarrow(\theta)]^{-1}, \qquad \text{(XI.8.4)}$$

unde $N_\uparrow$ și $N_\downarrow$ sînt vitezele de numărare corespunzătoare celor două direcții ale cîmpurilor externe. Ariile de sub curbele $N_\uparrow(\theta)$ și $N_\downarrow(\theta)$, sînt aproximativ egale, fapt ce se justifică prin aceea că anihilarea 3γ poate fi neglijată. Se obține astfel:

$$N_{\uparrow,\downarrow}(\theta) = \frac{\sum_e (1 \pm \nu_p \nu_e)\, N_e(\theta)}{\sum_e (1 \pm \nu_p \nu_e)\, V_e}. \qquad \text{(XI.8.5)}$$

Aceasta conduce la o modificare de semn a lui $\nu(\theta)$ dacă se presupune numai polarizarea benzii *d*.

În figura XI.46 se prezintă variaţia cu θ a lui $N_\downarrow$ în cazul fierului [400]. Compararea valorilor $\nu(\theta)$ prezise şi calculate, evidenţiază că acestea coincid numai pentru unghiuri mari. Semnul lui $\nu(\theta)$ se modifică pentru

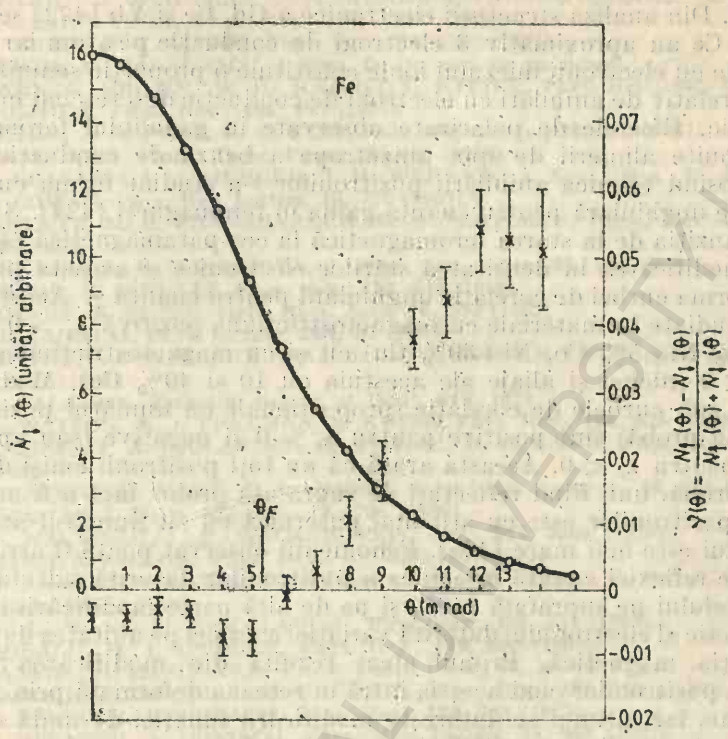


Fig. XI.46. — Valorile $N_\downarrow(\theta)$ şi $\nu(\theta)$ pentru fierul policristalin. Săgeata indică poziţia lui θ_F ce corespunde la impulsul Fermi (electroni liberi) plecînd de la un electron pe atom în banda de conducţie.

$\theta < \theta_F$(θ_F fiind unghiul corespunzător impulsului Fermi calculat presupunînd că banda *d* conţine 7 electroni şi banda de conducţie 1 electron). Discrepanţa observată se poate datora faptului că nu este satisfăcută condiţia legării rigide în banda *d*, iar pe de altă parte atomii pot avea, în reţea, configuraţii electronice diferite de cele presupuse mai sus. Faptul că $\nu(\theta)$ schimbă semnul la θ_F este o evidenţă a polarizării benzii de conducţie (cu un exces de spini antiparaleli în bandă). S-au făcut măsurători ale lui $\nu(\theta)$ în Fe şi Ni [421]. Pe baza acestora s-a evaluat distribuţia electronilor în benzile *d* şi *s*.

Efectul dezintegrării de tip 3γ este mai subtil. O aliniere relativă a spinilor pozitronilor face ca raportul între evenimentele proceselor implicînd 2γ şi respectiv 3γ să difere de valoarea medie de 370 [400]. Renormarea necesară a distribuţiei perechii de fotoni poate fi dedusă din măsurarea probabilităţii de dezintegrare 3γ.

În general, în analiză, se foloseşte o interpretare calitativă a curbei diferenţei, în funcţie de polarizarea electronilor de conducţie. O analiză cantitativă a datelor implică calculul funcţiilor de undă ale pozitronului şi a structurii de bandă electronice, în scopul de a evalua efectele de acope-

perire ale funcţiilor de undă electron-pozitron. S-a subliniat rolul pe care îl are dependenţa de spin a integralelor de acoperire în producerea unei polarizări de spin aparente [419]. Se face totodată o comparaţie detaliată a rezultatelor obţinute în tehnica anihilării pozitronilor cu calculele de bandă. Din analiza structurii electronice a Gd, Ce şi Yb [422] se deduce că Gd şi Ce au aproximativ 3 electroni de conducţie pe atom iar Yb doi. Anihilările cu electronii miezului ionic constituie o proporţie semnificativă, numărul relativ de anihilări cu electroni de conducţie descrescînd cu numărul atomic. Efectele de polarizare observate în gadoliniul feromagnetic sînt atribuite alinierii de spin anizotrope a benzii de conducţie [423].

Folosind tehnica anihilării pozitronilor s-a studiat forma curbei de distribuţie unghiulară pentru cuanta gama în feromagneţi [424]. S-a sugerat că tranziţia de la starea feromagnetică la cea paramagnetică este însoţită de modificarea în densitatea stărilor electronice şi aceasta poate influenţa forma curbei de corelaţie unghiulară pentru cuanta γ. Aceste efecte au fost studiate în materiale cu magnetostricţiune pozitivă $\lambda_s > 0$ (Fe_3Pt, Fe + 31% Ni+5% Co, Ni+30% Cu) cît şi cu magnetostricţiunea negativă $\lambda_s < 0$ (nichel şi aliaje ale acestuia cu 10 şi 40% Cu). Modificările ariilor de sub curbele de corelaţie (proporţionale cu numărul pozitronilor ce intră în probă) sînt pozitive pentru $\lambda_s > 0$ şi negative (sau apropiate de zero) pentru $\lambda_s < 0$. Aceasta arată că nu toţi pozitronii emişi de sursă intră în probă, unii fiind reflectaţi de suprafaţa probei fără a fi anihilaţi. Reflexia pozitronilor este cu atît mai puternică cu cît numărul atomic al elementului este mai mare [425]. Fenomenul observat poate fi atribuit pe de o parte reflexiei cuanto-mecanice a pozitronilor datorită saltului brusc al potenţialului pe suprafaţă [426] şi pe de altă parte modificării în spectrul energetic al electronului datorită variaţiei energiei pe unitatea de volum, la tranziţia magnetică. Primul efect rezultă din modificarea funcţiei de undă a pozitronilor cînd aceştia intră în reţeaua deformată prin magnetostricţiune, iar ultimul se datoreşte modificării funcţiei de undă electronice cînd electronii sînt anihilaţi cu pozitronii.

Puterea de rezoluţie limitată a metodei permite doar separarea în mod aproximativ a curbelor de corelaţie unghiulară în o contribuţie datorată anihilării pozitronilor cu electroni de conducţie şi respectiv cu electronii miezului ionic. Aceasta poate totuşi furniza informaţii cu privire la structura elementelor de tranziţie $3d$. În acest context s-a analizat numărul de electroni de conducţie pe atom [400, 427]. S-au observat două grupuri de electroni a căror natură este dificil însă de interpretat. Totuşi s-a putut conchide că anihilarea pozitronilor în metale este cauzată de două mecanisme diferite, corespunzător electronilor de conducţie şi respectiv celor localizaţi.

Tehnica de anihilare a pozitronilor a fost folosită şi în studiul aliajelor magnetice la detectarea stărilor electronice localizate [400, 428].

BIBLIOGRAFIE

1. E. ZAVOISKY, J. Fiz. USSR, 9, 211 (1944).
2. I. URSU, *Rezonanţa paramagnetică electronică*, Edit. Academiei, 1965.
3. I. URSU, *Rezonanţa magnetică în compuşi cu uraniu*, Edit. Academiei, 1979.
4. A. NICULA, *Rezonanţa magnetică*, Edit. didactică şi pedagogică, 1980.
5. F. BLOCH, Phys. Rev., **70**, 460 (1946).
6. A. ABRAGAM, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford, 1961.
7. N. BLOEMBERGEN, E. M. PURCELL, R. V. POUNT, Phys. Rev., **73**, 679 (1948).

8. R. FANO, Rev. Modern Phys., **53**, 241 (1960).
9. D. DEMCO, Rev. Fiz. Chimie, **9**, 133 (1972).
10. F. J. DYSON, Phys. Rev., **98**, 349 (1967).
11. G. FEHER, A. F. KIP, Phys. Rev., **98**, 337 (1955).
12. R. E. WEBB, Phys. Rev., **158**, 225 (1967).
13. M. PETER, D. SHALTIEL, J. H. WERNICK, H. J. WILLIAMS, J. B. MOCK, R. C. SHERWOOD, Phys. Rev., **126**, 1395 (1962).
14. J. H. PIFER, R. T. LONGO, Phys. Rev., **B4**, 3797 (1971).
15. E. BURZO, M. BĂLĂNESCU, I. Phys. D. (in curs de publicare).
16. J. OWEN, M. BROWN, W. D. KNIGHT, C. KITTEL, Phys. Rev., **102**, 1501 (1956).
17. K. YOSHIDA, Phys. Rev., **106**, 893 (1957).
18. M. PETER, J. DUPRAZ, H. COTTET, Helv. Phys. Acta., **40**, 316 (1967).
19. H. HASEGAWA, Progr. Theor. Phys., **21**, 483 (1959).
20. A. C. GOSSARD, A. J. HEEGER, J. H. WERNICK, J. Appl. Phys., **38**, 1251 (1967).
21. D. L. COWAN, Phys. Rev. Letters, **18**, 770 (1967).
22. S. SCHULTZ, M. R. SHANABARGER, P. M. PLATZMAN, Phys., Rev. Letters, **19**, 749 (1967).
23. A. NAKAMURA, K. KINOSHITA, J. Phys. Soc. Japan, **26**, 48 (1969).
24. P. MONOD, S. SCHULTZ, Phys. Rev., **173**, 645 (1968).
25. H. COTTET, M. PETER, Helv. Phys. Acta, **40**, 357 (1967).
26. B. GIOVANNINI, Phys. Letters, **26A**, 80 (1967).
27. H. COTTET, P. DONZÉ, J. DUPRAZ, B. GIOVANNINI, M. PETER, Zeit. angew. Phys., **24**, 249 (1968).
28. M. B. SALAMON, Technical Report of ISSP, **B13**, 1971.
29. R. E. WATSON, A. J. FREEMAN, S. KOIDE, Phys. Rev., **186**, 625 (1969).
30. K. S. SINGWI, A. SJÖLANDER, M. P. TOSI, R. H. LAND, Phys. Rev., **B1**, 1044 (1970).
31. D. DAVIDOV, K. MAKI, E. P. CHOCK, Solid State Commun, **12**, 621 (1973).
32. R. ORBACH, J. Magn. Mat., **15—18**, 706 (1980).
33. R. E. WALSTEDT, L. R. WALKER, Phys. Rev., **B11**, 3280 (1975).
34. J. ZITKOVA-WILCOX, Phys. Rev., **B7**, 3203 (1973).
35. P. W. ANDERSON, in *Many Body Physics*, Edited C. De Witt, R. Balian, Gordon and Breach, 1968, p. 230.
36. YUNG-LI WANG, D. J. SCALAPINO, Phys. Rev., **175**, 731 (1968).
37. R. ORBACH, H. J. SPENCER, Phys. Rev., **179**, 690 (1969).
38. T. SASADA, H. HASEGAWA, Progr. Theor. Phys., **45**, 1072 (1971).
39. B. CAROLI, C. CAROLI, D. B. FREDKIN, Phys. Rev., **178**, 599 (1969).
40. A. J. SPENCER, R. ORBACH, Phys. Rev., **179**, 683 (1979).
41. H. J. SPENCER, S. DONIACH, Phys. Rev. Letters, **18**, 994 (1967).
42. M. B. WALKER, Phys. Rev., **176**, 432 (1968); **B1**, 3690 (1970).
43. S. E. BARNES, J. Phys. F: Metal Phys., **6**, 115 (1976).
44. D. DAVIDOV, A. CHELKOVSKI, O. RETORI, R. ORBACH, Phys. Rev., **B7**, 1029 (1973).
45. G. WEIMANN, TH. BOPP, B. ELSCHNER, K. H. J. BUSCHOW, Int. J. Magnetism, **5**, 1 (1973).
46. E. BURZO, R. BAICAN, Proc. 18th Congress Ampere, Nottingham, 1974, p. 151.
47. G. WEIMANN, B. ELSCHNER, K. H. J. BUSCHOW, R. P. VAN STAPELE, Solid State Commun., **11**, 871 (1972).
48. H. K. SCHMIDT, Zeit. Naturforsch, **27a**, 191 (1972).
49. P. W. ANDERSON, A. M. COGSTON, Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 124 (1961).
50. J. C. SLATER, in *Quantum theory of Atomic Structure*, McGraw-Hill, New York, 1960, vol. I, p. 486.
51. W. BRENIG, W. GÖTZE, P. WÖLFFE, Phys. Rev., **B2**, 4533 (1970).
52. R. ORBACH, Proc. 14th Low Temp. Phys. Conf. **3**, 376 (1975).
53. G. KOOPMAN, V. ENGEL, K. BABERSCHKE, S. HÜFFNER, Solid State Commun, **11**, 1197 (1977).
54. D. DAVIDOV, R. ORBACH, C. RETTORI, D. SHALTIEL, L. J. TAO, B. RICKS, Phys. Rev., **B5**, 1711 (1972).
55. R. TAYLOR, Adv. Phys., **24**, 68 (1975).
56. R. ORBACH, M. PETER, D. SHALTIEL, Archives des Science, **27**, 141 (1974).
57. E. BURZO, Rev. Fiz. Chimie, **9**, 142 (1972).
58. E. BURZO, M. BĂLĂNESCU, Solid State Commun, **28**, 693 (1978);
E. BURZO, M. BĂLĂNESCU Phys. Stat. Solidi (b), **100**, K33 (1980).
59. E. BURZO, J. Phys. F: Metal Phys., **F10**, 1424 (1981).
E. BURZO, M. BĂLĂNESCU, M. CHIPARĂ, J. Solid. State. Chem., **37**, 1 (1981);
E. BURZO, J. Less Common Met., **77**, 251 (1981).

60. A. EINSTEIN, W. J. DE HAAS, Verh. deut. phys. Ges., **17**, 152 (1915); **18**, 178, 423 (1916).
61. S. J. BARNETT, Phys. Rev., **6**, 171 (1915); **10**, 7 (1917); Proc. Amer. Acad. Arts Sci., **60**, 125 (1925); **75**, 109 (1944);
62. L. F. BATES, *Modern Magnetism*, Cambridge University Press, 1951, p. 243.
63. G. G. SCOTT, R. A. RECK, Phys. Rev., **B8**, 233 (1972).
64. G. G. SCOTT, H. W. STURNER, Phys. Rev., **184**, 490 (1969).
65. G. G. SCOTT, Rev. Modern. Phys., **34**, 102 (1962) şi referinţe;
A. J. P. MEYER, Ann. Phys., **6**, 171 (1951); S. J. BARNETT, Proc. Am. Acad. Arts Sci., **75**, 109 (1944); S. J. BARNETT, G. S. KENNY, Phys. Rev., **87**, 723 (1952); A. J. P. MEYER, S. BROWN, J, Phys. Rad., **18**, 161 (1957); D. M. S. BAGGULEY. Proceed. Phys. Soc. (London) **A66**, 765 (1953); G. S. BARLOW, K. J. STANLEY, Proc. Phys., Soc., **B69**, 1052 (1956); D. S. RODBELL, J. Appl. Phys., **30**, 1875 (1959), şi Physics, **5**, 279 (1965); D. M. S. BAGGULEY, N. J. HERRICK, Proceed. Phys. Soc. (London), **A67**, 684 (1954); A. J. P. MEYER, C. Rend. Acad. Sci. Paris, **246**, 1517 (1958); G. ASCH, C. Rend. Acad. Sci. Paris, **249**, 1483 (1959); W. A. YAGER, F. R. MERRITT, Phys. Rev., **75**, 318 (1949); G. D. ADAM, K. J. STANDLEY Proceed. Phys. Soc. (London), **65**, 454 (1951); W. A. YAGER, J. K. GALT, F. R. MERRITT, E. A. WOOD, Phys. Rev., **80**, 744 (1956) şi **99**, 1203 (1955).
66. L. LANDAU, E. LIFSHITZ, Physik Zeit. Sow., **8**, 153 (1935).
67. J. H. E. GRIFFITHS, Nature, **158**, 670 (1946).
68. W. A. YAGER, R. M. BOZORTH, Phys. Rev., **72**, 80 (1974).
69. T. L. GILBERT, Phys. Rev., **100**, 1243 (1955).
T. L. GILBERT, J. M. KELLY, *Proceed Pittsburg Conf. on Magnetism and Magnetic Materials*, 1955, p. 253.
70. N. BLOEMBERGEN, Phys. Rev., **78**, 572 (1952).
71. H. B. CALLEN, J. Phys. Chem. Sol., **4**, 256 (1958).
72. C. WARREN-HAAS, H. B. CALLEN in *Magnetism*, Vol. I, Ed. G.T. Rado, H.Suhl, Academic Press, 1963.
73. S. FONER, in *Magnetism*, Vol. I, Ed. G. T. Rado, H. Suhl, Academic Press, 1963; L. R. WALKER, in *Magnetism*, Vol. I, Ed. G. T. Rado, H. Suhl, Academic Press, 1963.
74. C. KITTEL, Phys. Rev., **73**, 155 (1948).
75. H. G. BELJERS, Physica, **14**, 629 (1949).
76. H. SUHL, Phys. Rev., **97**, 555 (1955).
77. T. NAGAMIYA, Progr. Theor. Phys., **10**, 72 (1953).
78. J. O. ARTMAN, Phys. Rev., **100**, 1243 (1955); Phys. Rev., **105**, 62 (1957).
79. J. O. ARTMAN, S. H. CHARAP, J. Appl. Phys., **49**, 1587 (1978).
80. J. O. ARTMAN, Phys. Rev., **105**, 74 (1957).
81. W. S. AMENT, G. T. RADO, Phys. Rev., **97**, 1558 (1955).
82. J. R. MACDONALD, Phys. Rev., **103**, 280 (1956).
83. D. S. RODBEEL, Physics, **1**, 279 (1960).
84. H. NOSÉ, J. Phys. Soc. Japan, **15**, 1714 (1960).
85. A. F. AKHIEZER, V. G. BARYAKHTAR, M. I. KAGONOV, Usp. Fiz. Nauk, **72**, 3 (1960).
86. C. VITTORIA, R. C. BARKER, A. YELON, J. Appl. Phys., **40**, 1561 (1969).
87. C. VITTORIA, G. C. BAILEY, R. C. BARKER, A. YELON, Phys. Rev., **B7**, 2112 (1973).
88. Y. J. LIU, R. C. BARKER, A. YELON, *Proceed ICM*, Moscova, 1973.
89. A. YELON, G. SPRONKEN, T. BUI-THIEU, R. C. BARKER, Y. J. LIU, T. KOBAYASHI, Phys., Rev., **B10**, 1070 (1974).
90. M. HEATH, K. J. BOWKER, J.Phys.C: Solid St. Phys., **8**, 1595 (1975).
91. C. KITTEL, Phys. Rev., **76**, 743 (1949).
92. J. H. VAN VLECK, Phys. Rev., **78**, 266 (1950).
93. M. BLUME, S. GESCHWIND, Y. YAFET, Phys., Rev., **181**, 478 (1969).
94. M. E. FOGLIO, Phys. Rev. Lett., **23**, 577 (1969).
95. C. G. SCOTT, R. A. RECK, Phys. Rev., **B2**, 1306 (1970).
96. R. L. WHITE, I. H. SOLT, J. E. MERCEREAU, Bull. Amer. Phys. Soc. II, **1**, 12 (1956);
R. L. WHITE, I. H. SOLT, Phys. Rev., **104**, 56 (1956).
97. J. F. DIILLON, Bull. Amer. Phys. Soc. II, **1**, 125 (1956); Phys. Rev., **112**, 59 (1958); J. Appl. Phys., **31**, 1605 (1960).
98. L. R. WALKER, Phys. Rev., **105**, 390 (1957).
L. R. WALKER, J. Appl. Phys., **24**, 318 (1962).

99. T. E. MERCEREAU, R. P. FEYNMAN, Phys. Rev., **104**, 63 (1956).
100. R. W. DAMON, J. R. ESHBACH, J. Phys. Chem. Solids, **19**, 308 (1961).
101. R. I. JOSEPH, E. SCHLÖMANN, J. Appl. Phys., **32**, 1001 (1961).
102. I. H. SOLT, P. C. FLETCHER, J. Appl. Phys., **31**, 100S (1960).
103. L. R. WHITE, J. Appl. Phys., **31**, 86S (1960).
104. R. A. HURD, Canad. J. Phys., **36**, 1072 (1958).
105. J. E. MERCEREAU. J. Appl. Phys., **30**, 184S (1959).
106. R. PLUMER, Physica, **28**, 423 (1962).
107. K. KALES, J. Appl. Phys., **24**, 604 (1953).
108. P. PINCUS, J. Appl. Phys., **33**, 553 (1962).
109. P. C. FLETCHER, I. H. SOLT, J. Appl. Phys., **30**, 181S (1959);
P. C. FLETCHER, C. KITTEL, Phys. Rev., **120**, 2004 (1960).
110. P. C. FLETCHER, I. H. SOLT, R. O. BELL, Phys. Rev., **114**, 739 (1959).
111. J. F. DILLON, H. KAMIMURA, J. R. REMEIKA, J. Appl. Phys., **34**, 1240 (1967).
112. C. KITTEL, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958); J. Phys. Radium, **20**, 145 (1959).
113. M. H. SEAVEY, P. E. TANNENWALD, Phys. Rev. Lett., **1**, 168 (1958); J. Appl. Phys., **30**, 227S (1959).
114. H. PUSZKARSKI, Acta Phys. Polonia, **A38**, 217 (1970).
115. R. F. SOOHOO, *Magnetic Thin Films*, Harper and Row, NY, 1965;
P. WOLF, Proceed. Int. Symp., Göttingen, 1965, p. 329.
116. T. G. PHILLIPS, H. M. ROSEMBERG, Phys. Lett. **8**, 298 (1966);
N. NISENOFF, R. TERHUNE, J. Appl. Phys., **36**, 732 (1965).
117. E. SCHLÖMANN, J. Appl. Phys., **36**, 1193 (1965).
118. A. M. PORTIS, Appl. Phys. Lett., **2**, 69 (1963);
E. HIROTA, J. Phys. Soc. Japan, **19**, 1 (1964);
J. T. DAVIS, J. Appl. Phys., **35**, 804 (1964).
119. A. R. FERCHMIN, Acta Phys. Pol., **36**, 289 (1967);
V. M. SOKOLOV, B. A. TAVGER, Radiofizika, **9**. 308 (1966).
120. P. E. WIGEN et al., Phys. Rev. Lett., **9**, 106 (1962); J. Appl. Phys., **34**, 1137 (1968);
M. T. ROSSING, J. Appl. Phys., **34**, 1133 (1963);
M. OKOCHI, H. NOSÉ, J. Phys. Soc. Japan, **25**, 1017 (1968).
121. V. M. SOKOLOV, B. A. TAVGER, FTT, **11**, 753 (1969);
V. M. SOKOLOV, FTT, **11**, 758 (1969);
H. PUSZKARSKI, Phys. Stat. Solidi, **22**, 355 (1967); Acta Phys. Pol., **33**, 769 (1968).
122. J. SMIT, H. G. BELJERS, Philips Res. Rept. **10**, 113 (1955).
123. P. E. TANNENWALD, Phys. Rev., **99**, 463 (1955); **100**, 1713 (1955).
124. R. V. JONES, G. P. RODRIQUE, W. P. WOLF, J. Appl. Phys., **29**, 434 (1958).
125. A. H. MORRISH, *The Physical Principles of Magnetism*, John Willey and Sons, 1966.
126. R. KIKUCHI, J. Appl. Phys., **27**, 1352 (1966).
127. P. R. GILETTE, K. OSHIMA, J. Appl. Phys., **29**, 529 (1958).
128. E. M. GYORGY, J. Appl. Phys., **28**, 1011 (1957).
129. R. P. COLEMAN, *Proceed. Conf. Magnetism Magnetic Mat.*, 1956, Boston, p. 620.
130. D. O. SMITH, *Proceed. Conf. Magnetism Magnetic Mat.*, 1956, Boston, p. 625.
131. R. L. CONGER, F. C. ESSING, Phys. Rev., **104**, 915 (1956).
132. M. I. KAGANOV, JETF Pisma, **9**, 378 (1969).
133. W. YAGER, F. R. MERRIT, Phys. Rev., **75**, 316 (1949).
134. G. C. ALEXANDRAKIS, C. N. MANICOPOULOS, T. R. CARVER, Bull. Am. Phys. Soc., **14**, 348 (1969).
135. J. H. VAN VLECK, Physica, **17**, 234 (1951).
136. B. HEINRICH, V. F. MESHCHERYAKOV, JETF, **32**, 232 (1971).
137. M. I. KAGANOV, A. S. MIKHAILOV, FTT, **14**, 2748 (1973).
138. G. C. ALEXANDRAKIS, T. R. CARVER, O. HORAN, Phys. Rev., **B5**, 3472 (1972).
139. S. HARALDSON, U. SMITH, J. Phys. Chem. Solids, **35**, 1237 (1974).
140. P. LUBITZ, C. VITTORIA, AIP Conf. Proceed, No. 24, 1974, p. 507,
141. T. NAGAMIYA, Progr. Theor. Phys., **4**, 342 (1951).
142. T. NAGAMIYA, Progr. Theor. Phys., **4**, 350 (1951).
143. C. KITTEL, Phys. Rev., **82**, 565 (1951).
144. T. NAGAMIYA, K. YOSHIDA, R. KUBO, Adv. Phys., **4**, 1 (1955).
145. K. YOSHIDA, Progr. Theor. Phys., **7**, 25 (1952); **7**, 425 (1952); **8**, 259 (1953).
146. F. KEFFER, C. KITTEL, Phys. Rev., **85**, 329 (1952).
147. J. UBBINK, Physica, **19**, 919 (1953).
148. J. KANAMORI, M. TACHIKI, J. Phys. Soc. Japan, **17**, 1384 (1962).
149. J. KANAMORI, M. TACHIKI, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Supl. **B1**, 64 (1962).
150. E. S. DAYHOFF, J. Appl. Phys., **29**, 344 (1958).
151. F. KEFFER, Phys. Rev., **87**, 608 (1952).

152. F. M. JOHNSON, A. H. NETHERCOT, Phys. Rev., **104**, 847 (1956).
153. S. FONER, Phys. Rev., **107**, 683 (1957).
154. F. M. JOHNSON, A. H. NETHERCOT, Phys. Rev., **114**, 705 (1959).
155. S. FONER, J. Phys. Radium, **20**, 336 (1959).
156. S. FONER, Phys. Rev., **130**, 183 (1963).
157. S. FONER, J. Appl. Phys., **32**, 63S (1961).
158. S. FONER, J. Phys. Soc. Japan, **17**, *B1 suppl.*, 421 (1962).
159. H. J. GERRITSEN, I. GARBER, Physica, **22**, 418 (1956).
160. M. DATE, J. Phys. Soc. Japan, **12**, 1168 (1957).
161. M. DATE, J. Phys. Soc. Japan., **16**, 1337 (1961).
162. M. DATE, Phys. Rev., **104**, 623 (1956).
163. K. NAGATA, M-DATE., J. Phys. Soc. Japan, **22**, 1303 (1967).
164. H. W. DE WIJN, L. R. WALKER, S. GESCHWIND, H. J. GUGGENHEIM, Phys. Rev., **B8**, 299 (1973).
165. I. S. JACOBS, S. ROBERTS, P. E. LAWRENCE, J. Appl. Phys., **33**, 1302 (1963).
166. R. ORBACH, P. PINCUS, Phys. Rev., **113**, 1213 (1959).
J. KAPLAN, C. KITTEL, J. Chem. Phys., **21**, 760 (1953).
167. R. K. WANGSNESS, Phys. Rev., **97**, 831 (1955); Am. J. Phys., **24**, 60 (1956).
168. E. BURZO, I. URSU, J. Appl. Phys., **50**, 1471 (1979).
169. I. S. VAN WIERINGEN, Phys. Rev., **90**, 488 (1953).
170. A. J. SIEVERS, M. TINKHAM, Phys. Rev., **124**, 321 (1961); **129**, 1995 (1963).
171. S. GESHWIND, L. R. WALKER, J. Appl. Phys., **30**, 163S (1959).
172. R. K. WANGSNESS, Phys. Rev., **91**, 1085 (1953).
173. N. TSUYA, Progr. Theor. Phys., **7**, 263 (1952).
174. G. ASCH, C.R. Acad. Sci. Paris, **249**, 1483 (1959).
175. E. BURZO, J. Physique, **40**, *C5—184* (1979).
176. F. BLOCH, W. W. HANSEN, M. PACKARD, Phys. Rev., **70**, 474 (1946).
177. E. M. PURCELL, H. C. TORREY, R. V. POUND, Phys. Rev., **69**, 37 (1946).
178. N. BLOEMBERGEN, *Nuclear Magnetic Relaxation*, W. A. Benjamin Inc. New York, 1961.
179. N. J. POULIS, G. E. HARDEMAN, Physica, **19**, 391 (1953).
180. A. C. GOSSARD, A. M. PORTIS, Phys. Rev. Lett., **3**, 164 (1959).
181. M. H. COHEN, F. REIF, Solid State Physics, **5**, (1957).
182. T. P. DAS, E. L. HAHN, *Solid State Phys.*, Suppl. I, New York, 1958.
183. A. ABRAGAM, B. BLEANEY, *EPR of Transition ions*, Oxford, 1970.
184. H. ALLOUL, P. BERNIER, Ann. Phys., **8**, 169 (1973).
185. A. J. FREEMAN, R. E. WATSON, *Magnetism*, Vol. II, Ed. G.C. RADO, H. SUHL, Academic Press, New York, 1965.
186. P. GRIVET, *La Resonance Paramagnetique Nucleaire*, Ed. CNRS, Paris, 1955.
187. W. D. KNIGHT, Phys. Rev., **76**, 1259 (1949).
188. M. A. RUDERMAN, C. KITTEL, Phys. Rev., **96**, 99 (1954).
189. I. POP, V. NICULESCU, *Rezonanța magnetică nucleară în metale*, Edit. Academiei, 1973.
190. A. NARATH, *Critical Reviews* in *Solid State Sciences*, **3**, 1 (1972).
191. L. DWORIN, A. NARATH, Phys. Rev. Lett., **25**, 1287 (1970).
192. E. DANIEL, J. FRIEDEL, J. Phys. Chem. Solids, **24**, 1601 (1963).
193. B. CAROLI, A. BLANDIN, J. Phys. Chem. Solids, **27**, 503 (1966).
B. CAROLI, J. Phys. Chem. Solids, **28**, 1427 (1967).
194. D. A. SHIRLEY, Phys. Lett. A, **25**, 129 (1967);
D. A. SHIRLEY, S. S. ROSENBAUM, E. MATTHIAS, Phys. Rev., **170**, 363 (1963).
195. I. A. CAMPBELL, J. Phys., **C2**, 1339 (1969).
196. M. B. STEARNS, Phys. Lett., **A34**, 146 (1971); Phys. Rev., **B8**, 4383 (1973); **B13**, 4180 (1976).
197. M. B. STEARNS, J. M. NORBECK, Phys. Rev., **B20**, 3739 (1979).
198. A. BLANDIN, I. A. CAMPBELL, Phys., Rev. Lett., **31**, 51 (1973); J. Magn. Magn. Mat., **1**, 1 (1975).
199. P. JENA, D. J. W. GELDART, Solid State Commun, **15**, 139 (1974); Phys. Rev., **B7**, 439 (1973).
200. J. D. LINDE, Ann. Physik, **15**, 219 (1932).
201. A. FERT, I. A. CAMPBELL, Phys. Rev. Lett., **21**, 1190 (1968); J. Phys., **F6**, 849 (1976).
J. HUGEL, J. Phys., **F3**, 1723 (1973).
202. M. B. STEARNS, J. Appl. Phys., **49**, 2165 (1978).
203. M. B. STEARNS, Phys. Rev., **147**, 439 (1966); **B4**, 4059 (1971); **B4**, 4081 (1971).
204. G. K. WERTHEIM, V. JACCARINO, J. H. WERNICK, D. N. BUCHANAN, Phys. Rev. Lett., **12**, 24 (1964).
205. I. VINCZE, A. T. ALDRED, Phys. Rev., **B9**, 3845 (1974).
206. H. TAKENAKA, Y. ODA, K. ASAYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 961 (1974).

207. K. NOMURA, S. KOBAYASHI, W. SASAKI, J. Phys. Soc. Japan, **41**, 1204 (1976).
208. D. ALIAGA GUERRA, P. PANISSOD, J. Phys. F: Metal Phys., **7**, 521 (1977).
209. A. NARATH, D. C. BARHAM, Phys. Rev., **B7**, 2195 (1973).
210. A. NARATH, Phys. Rev., **B13**, 3724 (1976).
211. M. KAWAKAMI, J. Phys. Soc. Japan, **40**, 56 (1976).
212. V. JACCARINO, L. R. WALKER, Phys. Rev. Lett., **15**, 258 (1965).
213. Y. YAMADA, H. OHMAE, J. Phys. Soc. Japan, **48**, 1513 (1970).
214. A. OPPELT, K. H. J. BUSCHOW, Phys. Rev., **B13**, 4698 (1976).
215. E. BURZO, Solid State Commun, **25**, 525 (1978).
216. S. HIRISAWA, T. TSUCHIDA, Y. NAKAMURA, J. Phys. Soc. Japan, **47**, 804 (1979).
217. Y. TANAKA, C. TSUCHIDA, Y. NAKAMURA, J. Phys. Soc. Japan, **48**, 1092 (1980).
218. J. I. BUDNICK, T. J. BURCH, J. Magn. Magn. Mat., **3**, 255 (1970).
219. K. P. BELOV şi colab., JETF Pisma, **20**, 304 (1974).
220. E. DORMAN, J. Magn. Magn. Magn. Mat., **6**, 87 (1977).
221. E. DORMAN, M. HUCK, K. J. H. BUSCHOW, J. Magn. Magn. Mat., **4**, 47 (1974).
222. V. JACCARINO et all, Phys., Rev. Lett., **5**, 251 (1960);
V. JACCARINO, J. Appl. Phys., **32**, 102S (1961).
223. H. W. de WIJN, K. H. J. BUSCHOW, A. M. VAN DIEPEN, Phys. Stat. Solidi, **30**, 759 (1968);
K. H. J. BUSCHOW, A. M. VAN DIEPEN, H. W. DE WIJN, J. Appl. Phys., **41**, 4609 (1970).
224. T. KOHARA, K. ASAYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 401 (1974).
225. T. KOHARA, K. ASAYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **39**, 1263 (1975).
226. H. TAKENAKA, K. ASAYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **35**, 740 (1973).
227. R. G. SHULMAN, S. SUGANO, Phys. Rev., **130**, 506 (1963).
228. B. N. BROCKHOUSE, Phys. Rev., **98**, 1171 (1951);
B. JACROT, C. R. Acad. Sci. Paris, **240**, 745 (1957);
P. A. EGELSTAFF, Nature, **168**, 290 (1951).
229. G. E. BACON, *Neutron Diffraction*, Oxford, Clarendon Press, 1962.
230. W. MARSHAL, S. W. LOVESEY, *Theory of Thermal Neutron Scattering*, Oxford, Claredon Press, 1971.
231. D. BALLY, *Împrăştierea neutronilor termici*, Edit. Academiei, 1966.
232. F. GAUTIER, Ann. Phys., **8**, 251 (1973).
233. * * * *Neutron Diffraction*, Editor H. Dachis, Springer-Verlag, Berlin, 1978.
234. G. E. BACON, *Neutron Scattering in Chemistry*, Butterworths, London, Boston, 1977.
235. H. BOUTIN, S. YIP, *Molecular Spectroscopy with Neutrons*, MIT Press, 1965.
236. P. A. EGELSTAFF, *Thermal Neutron Scattering*, Academic Press, London, 1965.
237. I. I. GUREVICH, L. V. TARASOV, *Low Energy Neutron Physics*, North Holland, Amsterdam, 1968.
238. Y. A. IZYUMOV, R. P. OZEROV, *Magnetic Neutron Diffraction*, Plenum Press, New York, 1970.
239. L. KOESTER, A. STEYERL, *Neutron Physics*, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 80, Berlin, 1977.
240. O. HALPERN, M. H. JONHSON, Phys. Rev., **55**, 878 (1939).
241. H. A. MOOK, Phys. Rev., **148**, 495 (1966).
242. G. G. SHULL, H. A. MOOK, Phys. Rev. Lett., **16**, 184 (1966).
243. R. M. MOON, Phys. Rev., **136**, 195 (1964).
244. G. T. TRAMMEL, Phys. Rev., **92**, 1387 (1963).
245. M. BLUME şi colab., J. Chem. Phys., **37**, 1245 (1962).
246. R. E. WATSON, A. J. FREEMAN, Phys. Rev., **152**, 566 (1966).
247. P. HELLER, Rep. Progr. Phys., **30**, 731 (1967).
248. G. PARRETTE, Ann. Phys., **7**, 299, 313 (1972).
249. J. ALS-NIELSEN, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, vol. 5, p. 87, Editor C. Domb, M. S. Green, Academic Press, London, 1975.
250. P. A. LINDGARD, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, in ref [233], p. 197.
251. M. STEINER, J. VILLAIN, C. G. WINDSOR, Adv. Phys., **25**, 87 (1976).
252. R. J. BERGENEAU, R. DINGLE, M. T. HUTCHINGS, G. SHIRANE, S. L. HOLT, Phys. Rev. Lett., **26**, 718 (1971).
253. H. IKEDA, I. HATTA, A. IKUSHIMA, H. HIRAKAWA, J. Phys. Soc. Japan, **39**, 827 (1975).
254. J. A. J. BASTEN, A. L. M. BONGAARDS, Physica, **86—88 B+C**, 677 (1977).
255. J. ALS-NIELSEN, R. J. BIRGENEAU, H. J. GUGGENHEIM, G. SHIRANE, J. Phys., **C9**, L 121 (1976).
256. L.M. HOLMES, J. ALS-NIELSEN, H.J.G. GUGGENHEIM, Phys. Rev., **B12**, 180 (1975);
J. ALS-NIELSEN, L. M. HOLMES, F. K. LARSEN, H. J. G. GUGGENHEIM, Phys. Rev., **B12**, 191 (1975).

257. J. ALS-NIELSEN, O. W. DIETRICH, L. PASSELL., Phys., Rev., **B14**, 4908 (1976).
258. R. NATHANS, F. MENZINGER, S. J. PICKART, J. Appl. Phys., **39**, 1277 (1968); H. LAU, L. M. CORLISS, A. DELAPALME, J. M. HASTINGS, Phys. Rev. Lett., **23**, 1225 (1969); J. Appl. Phys., **41**, 1384 (1970);
A. TUCCIARONE, H. LAU, L. M. CORLISS, A. DELAPLAME, J. H. HASTINGS, Phys., Rev., **B4**, 3206 (1971).
259. O. W. DIETRICH, J. ALS-NIELSON, Phys. Rev., **162**, 315 (1967).
260. J. ECKERT, G. SHIRANE, Solid State Commun., **19**, 911 (1976).
261. A. AHARONY, M. E. FISHER, Phys. Rev., **B8**, 3323 (1973);
A AHARONI, Phys. Rev., **B8**, 3342, 3349, 3358 (1973);
A. D. BRUCE, A. AHARONY, Phys. Rev., **B10**, 2078 (1974).
262. A. P. MURANI, J. Appl. Phys., **49**, 1604 (1978).
263. S. F. EDWARDS, P. W. ANDERSON, J. Phys., **F6**, 1927 (1976).
264. R. L. MÖSSBAUER, Zeit. Phys., **151**, 124 (1958); Zeit. Naturforsch., **14A**, 211 (1959).
265. G. M. KALVIUS, Atomic Energy Rev., **12**, 637 (1974).
266. K. G. WERTHEIM, *Mössbauer Effect. Principles and Applications*, Academic Press, New York, London, 1964.
267. V. I. GOLDANSKI, R. H. HERBER, *Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy*, Academic Press, New York, London, 1968.
268. V. S. SHPINEL, *Rezonans Gamma Lucaj v Kristallach*, Nauka, Moscova, 1969.
269. J. DANON, *Lectures on the Mössbauer Effect*, Gordon and Breach, New York, London, Paris, 1968.
270. N. N. GREENWOOD, T. C. GIBB, *Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall, London, 1971.
271. L. MAY, *An Introduction to Mössbauer Spectroscopy*, Adam Hilger, London, 1971.
272. D. BARB, *Efectul Mössbauer şi aplicaţiile sale*, Edit. Academiei, 1972.
273. G. M. BANCRAFT, *Mössbauer Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Comp., Limited, Maidenhead, 1973.
274. A. ABRAGAM, *L'effect Mössbauer et ses applications à l'etude des champs internes*, New York, London, Gordon and Breach, 1974.
275. U. GONSER, *Topics in Applied Spectroscopy*, V. Adam, *Mössbauer Spectroscopy*, Springer Verlag, 1975.
276. P. RÜEGSEGGER, W. KÜNDIG, Helvetica Phys. Acta, **46**, 165 (1973).
277. B. FICKE, J. T. WABER, Phys. Rev., **B5**, 3445 (1972).
278. M. J. MANG, J. MEYER, J. SPETH, W. WILD, Phys. Lett., **32B**, 321 (1970).
279. G. M. KALVIUS, in *Hyperfine Interactions in Excited Nuclei*, Edited by G. Goldring and R. Kalish, Gordon and Breach, New York, 1971.
280. O. C. KISTNER, A. W. SUNYAR, Phys. Rev. Lett., **4**, 412 (1960).
281. R. E. WATSON, *Solid State and Molecular Theory Group*, Tech. Rep. 12, MIT, 1959.
282. L. R. WALKER, G. K. WERTHEIM, V. JACCARINO, Phys. Rev. Lett., **6**, 98 (1961).
283. D. A. SHIRLEY, Rev. Mod. Phys., **36**, 339 (1964).
284. E. SIMANEK, Z. SROUBEK, Phys. Rev., **163**, 275 (1967).
E. SIMANEK, A. Y. C. WONG, Phys. Rev., **166**, 348 (1968).
285. C. J. COSTON, R. INGALS, H. G. DRICKAMER, J. Appl. Phys., **37**, 1400 (1966).
R. INGALS, C. J. COSTON, G. DE PASQUALI, H. G. DRICKAMER, J, J. PINAJIAN, J. Chem. Phys., **45**, 1057 (1966).
P. R. CHAMPION, R. W. VAUGHAM, H. R. DRICKAMER, J. Chem. Phys., **47**, 2583 (1967).
286. T. K. MCNAB, H. MICKLITZ, P. H. BARRETT, Phys. Rev., **B4**, 3783 (1971).
287. H. MICKLITZ, P. H. BARRETT, Phys. Rev. Lett., **28**, 1547 (1972).
288. F. PLEITER, B. KOLK, Phys., Lett., **34B**, 296 (1971).
289. M. FUJIOKA, K. HISATAKE, Phys. Lett., **40B**, 99 (1972).
290. A. VERTES, L. KORECZ, K. BURGER, *Mössbauer Spectroscopy*, Akadémiai Kiado, Budapest, 1979.
291. R. V. POUND, G. A. REBKA, Phys. Rev. Lett., **4**, 274 (1960).
292. B. J. JOSEPHSON, Phys. Rev. Lett., **4**, 341 (1960).
293. J. TROOSTER, N. BENCZER-KOLLER, Phys. Lett., **30**, 27 (1969).
294. M. G. CLARK, A. J. STONE, Phys. Lett., **30**, 144 (1969).
295. F. GONZALEZ-JIMENEZ, P. IMBERT, Solid State Commun., **11**, 861 (1962); **13**, 85 (1973).
G. K. SHENOY, J. STÖHR, G. M. KALVIUS, Solid State Commun., **13**, 909 (1973).
296. H. FRAUENFELDER, D. E. NAGLE, R. D. TAYLOR, D. R. COCHRAN, W.M. VISSCHER, Phys. Rev., **126**, 1065 (1962).

297. R. L. MÖSSBAUER, Ann. Phys., **7**, 287 (1972).
298. U. GONSER, in *Hyperfine Interactions*, Ed. A.J. Freeman, R.B. Frankel, Academic Press, New York, 1967;
U. GONSER, in *Hyperfine structure and nuclear radiations*, Ed. E. MATTHIAS, D. A. SHIRLEY, North-Holland, Amsterdam, 1968.
299. J. M. HASTINGS, N. ELLIOT, L. M. CORLISS, Phys. Rev., **115**, 13 (1959).
300. M. PASTERNAK, A. L. SPIJKERVET, Phys. Rev., **181**, 574 (1969).
301. J. M. HASTINGS, L. M. CORLISS, M. BLUME, M. PASTERNAK, Phys. Rev., **B1**, 3209 (1970).
302. M. B. STEARNS, Phys. Rev., **B6**, 3326 (1972); Phys. Rev., **B9**,2311 (1974); **B13**, 1183 şi 1198 (1976).
303. E. VAN DER WOODE, G. A. SAWATZKI, Phys. Repts., **12C**, 336 (1974).
304. E. BURZO, J. Phys., **C5**—**184** (1979).
305. G. M. KALVIUS, G. K. SHENOY, B. N. DUNLAP, Colloq. Int. CNRS II, 477 (1970).
306. B. D. DUNLAP, G. H. LANDER, Phys. Rev. Lett., **33**, 1046 (1974).
307. E. BURZO, Phys. Rev., **B17**, 1414 (1978).
308. J. RAY, G. CHANDRA, Solid State Commun., **19**, 101 (1976);
M. KANASHIRO, N. KUMITOMI, Solid State Commun., **19**, 1127 (1976); J. Phys. Soc. Japan, **48**, 93 (1980).
309. M. SHIGA, Y. MAEDA, Y. NAKAMURA, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 363 (1974).
310. L. H. SCHWARTZ, D. CHANDRA, Phys. Stat. Solidi, **45**, 201 (1971);
S. M. DUBIEL, K. KROP, J. Phys., **35**, **C6**—**459** (1974);
R. MEMANICH, C. W. KIMBALL, B. D. DUNPAP, A. T. ALDRED, Phys. Rev., **B16**, 124 (1976).
311. T. MORIYA, Y. SUMITOMO, H. INO, E. FUJITA, Y. MAEDA, J. Phys. Soc. Japan, **35**, 1378 (1973).
312. M. SHIGA, Y. NAKAMURA, J. Phys., **F8**, 177 (1978).
313. J. NAGEL, P. STEINER, G. HÜFNER, Zeit. Phys., **259**, 323 (1973).
314. E. BURZO, *Recent developments in the magnetic behaviour of rare-earth compounds*, Invited lecture, School of Theoretical Physics, Wisla, Poland, 1980.
315. J. C. LOVE, F. E. OBENSHEIM, C. CJZECK, Phys. Rev., **B3**, 2827 (1971).
316. U. ERICH, J. GORING, S. HÜFNER, E. KANKELEIT, Phys. Lett., **31A**, 492 (1970).
317. J. E. TANSIL, F. E. OBENSHEIM, C. CZJZEK, Phys. Rev., **B6**, 2796 (1972);
B. WINDOW, J. Phys., **C3**, 3323 (1970);
J. M. FRANZ, D. J. SELLMYER, AIP Conf. Proceed, Nr. 5, 1972, p. 1150;
S. J. CAMPBEL, P. E. CLARK, T. J. HICKS, J. Phys. F: Metal Phys., **6**, 249 (1976).
318. J. L. THOLENCE, R. TOURNIER, Physica, **84B**, 3 (1976).
319. T. A. KITCHENS, W. A. STEYERT, R. D. TAYLOR, Phys. Rev., **132A**, 467 (1964);
R. B. TRANKEL, N. A. BLUM, B. SCHWARTZ, D. J. KIM, Phys. Rev. Lett., **18**, 1052 (1967).
320. P. M. MALEY, D. R. TAYLOR, Phys. Rev., **B1**, 4213 (1970).
321. T. TAKABATAKE, M. MAZAKI, T. SHINJO, Phys. Rev. Lett., **40**, 1051 (1979).
322. E. KARLSSON, E. MATTHIAŞ, K. SIEGBALM (editori), *Perturbed Angular Correlations*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964.
323. B. I. DEUTCH, G. M. HEESTAND, *Angular Correlations* in *Nuclear Disintegration*, Rotterdam, University Press, Groningen, 1971, p. 487.
324. H. FRAUNFELDER, R. M. STEFFEN, in *Alpha, -Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, Edt. K. Siegbahn, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1965, Cap. XIXA.
325. B. I. DEUTCH, Atomic Energy Rev., **12**, 605 (1974).
326. H. H. RINNEBERG, Atomic Energy Rev., **17**, 477 (1979).
327. R. M. STEFFEN, K.ADLER, *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*, Editor W. D. Hamilton, North Holland, Amsterdam, 1975, Cap. 12, p. 505 şi Cap. 13, p. 583.
328. P. E. HAUSTEIN, H. W. TAYLOR, R. McPHERSON, R. FAIRCHILD, Nucl. Data Tables, **10**, 321 (1972).
329. J. CHRISTIANSEN, H. E. MAHNKE, E. RECKNAGEL, D. RIEGEL, G. WEYER, W. WITTHUHN, Phys. Rev. Lett., **21**, 554 (1968).
330. J. CHRISTIANSEN, H. E. MAHNKE, E. RECKNAGEL, D. RIEGEL, G. SCHATZ, G. WEYER, W. WITTHUHN, Phys. Rev., **C1**, 613 (1970).
331. S. HÜFNER, S. MATTHIAS, in *Mössbauer Spectroscopy and its Applications*, IAEA, Viena, 1972, p. 349.

332. E. RECKNAGEL in Nuclear Spectroscopy and Reactions, Ed. J. Cerny, Academic Press, New York, 1974, p. 93.
333. E. BOCHENSTEDT, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, Ed. W. D. Hamilton, North-Holland, Amsterdam, 1975, p. 735.
334. E. MATTHIAS, D. A. SHIRLEY, M. P. KLEIN, N. EDELSTEIN, Phys. Rev. Lett., **16**, 974 (1966).
335. T. MIMAMISONO, K. MATUDA, A. MIZOBUCHI, K. SUGIMOTO, J. Phys. Soc. Japan, **30**, 311 (1971).
336 B. N. SAMOILOV, V. V. KHLYAREVSKI, E. P. STEPANOV, JETF, **36**, 448 (1959).
337. F. R. METZEGER, Nucl. Phys., **27**, 612 (1961).
338. E. FLAMM, F. ASARO, Phys. Rev., **129**, 290 (1962).
339. G. GOLDRING, R. KALISH, H. SPEHL, Nucl. Phys., **80**, 33 (1966).
340. L. GRODZINS, R. R. BORCHERS, G. B. HAGEMANN, Phys. Lett., **21**, 217 (1966).
341. F. BOCHM, G. B. HAGEMANN, A. WINTHER, Phys. Lett., **21**, 217 (1966).
342. H. DE WAARD, S. A. DRENTJE, Phys. Lett., **20**, 38 (1966).
343. B. I. DEUTCH, P. HORNISHOJ, K. BONDE-NIELSEN, F. BOELMS, Phys. Lett., **21**, 659 (1966).
344. E. L. BRADY, M. DEUTSCH, Phys. Rev., **78**, 558 (1950).
345. H. AEPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, A. S. BISHOP, H. FRAUNFELDER, E. HEER, Helv. Physica Acta., **25**, 339 (1952).
346. M. CASPARI, S. FRANKEL, G. T. WOOD, Phys. Rev., **127**, 1519 (1962).
347. R. M. ABRAGAM, R. V. POUND, Phys. Rev., **92**, 943 (1953).
348. C. SCHERER, Nucl. Phys., **A157**, 81 (1970);
M. BLUME, Nucl. Phys., **A167**, 81 (1971).
349. M. BLUME, Phys. Rev., **174**, 351 (1968).
350. H. RINNEBERG, D. A. SHIRLEY, Phys. Rev., **B11**, 248 (1975).
351. H. RINNEBERG, D. A. SHIRLEY, Phys. Rev., **B13**, 2138 (1976).
352. H. RINNEBERG, D. A. SHIRLEY, Phys. Rev. Lett., **30**, 1147 (1973).
353. A. S. MOSKVIN, N. S. OVANESYAN, V. A. TRUKHATANOV, Hyperfine Interactions, **3**, 429 (1977).
354. A. S. MOSKVIN, N. S. OVANESYAN, V. A. TRUKHATANOV, Hyperfine Interactions, **5**, 13 (1978).
355. H. RINNEBERG, G. P. SCHWARTZ, D. A. SHIRLEY, Phys. Lett., **A50**, 69 (1974).
356. H. RINNEBERG, G. P. SCHWARTZ, D. A. SHIRLEY, Hyperfine Interactions, **3**, 97 (1977).
357. V. JACCARINO, in *Magnetism*, Ed. G. Rado, H. Suhl, Academic Press, New York, 1965, vol. IIA, p. 331.
358. R. L. GARWIN, L. M. LEDERMAN, M. WEINRICH, Phys. Rev., **105**, 1415 (1957).
359. J. H. BREWER, K. M. CROWE, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 239 (1978).
360. A. T. FIORY, Hyperfine Int., **6**, 63 (1979).
361. A. B. DEMSON, H. GRAF, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, Helv. Phys. Acta, **52**, 460 (1979).
362. *IUPAP Report on Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, Physica, **A93**, 1 (1978).
363. M. L. G. FOY, N. HEIMAN, W. J. KOSSLER, C. E. STRONACH, Phys. Rev. Lett., **30**, 1064 (1973).
364. I. F. GUREVICH, A. N. KLIMOV, V. N. MAIOROV, E. A. MELESHKO; B. A. NIKOLSKII, V. S. ROGANOV, V. I. SELIVANOV, V. A. SUETIN, JETF Pisma, **18**, 564 (1973).
365. M. L. FOY et all., Phys. Rev. Lett., **30**, 1064 (1973).
366. M. CAMANI et all., Phys. Rev. Lett., **39**, 836 (1977).
367. V. G. GREBINNIK et all., JETF Pisma, **23**, 11 (1976).
368. I. I. GUREVICH, A. I. KLIMOV, V. N. MAIOROV, E. A. MELESHKO, I. A. MIRATOVA, B. A. NIKOLSKI, V. S. ROGANOV, V. I. SELIVANOV, V. A. SUETIN, JETF, **66**, 374 (1974).
369. B. D. PATTERSON, K. M. CROWE, F. N. GYGAX, R. F. JOHNSON, A. M. PORTIS, J. H. BREWER, Phys. Lett., **A46**, 453 (1974).
370. K. NAGAMINE, S. NAGAMYA, O. HASHIMOTO, N. NISHIDA, T. YAMAZAKI, B. D. PATTERSON, Hyperfine Int., **1**, 517 (1976).
371. H. GRAF, E. HALZSCHUK, E. RECKNAGEL, A. WEIGINGER, T. WICKERT, Hyperfine Interactions, **6**, 245 (1979).
372. P. JENA, K. S. SINGWI, R. M. NIEMINEN, Phys. Rev., **B17**, 301 (1978).
373. B. D. PATTERSON, L. M. FALICOV, Solid State Commun., **15**, 1509 (1974).
374. P. F. MEIER, Solid State Commun., **17**, 987 (1975).

375. K. G. PETZINGER, R. MUNJAL, Phys. Rev., **B15**, 1560 (1977).
376. K. G. PETZINGER, Hyp. Interactions, **4**, 307 (1978).
377. A. SCHENCK, Hyp. Interactions, **4**, 282 (1978).
378. T. YAMAZAKI, Physica, **86—88 B+C**, 1053 (1977).
379. N. NISHIDA, Solid State Commun., **22**, 235 (1977).
380. H. GRAF, W. KÜNDIG, B. D. PATTERSON, W. REICHART, P. ROGGWILLER, M. CAMANI, F. N. GYRAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK, H. SCHILLING, P. F. MEIER, Phys. Rev. Lett., **37**, 1644 (1976).
381. N. NISHIDA şi colab., Hyp. Interactions, **4**, 318 (1978).
382. I. I. GURIEVICH, A. I. KLIMOV, V. N. MAIOROV, E. A. MELESHKO, B. A. NIKOLSKI, A. V. PUROGOV, V. S. ROGANOV, V. I. SELIVANOV, V. A. SUETIN, JETF, **69**, 1453 (1975).
383. H. GRAF, W. HOFMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON, W. REICHART, Solid State Commun., **23**, 653 (1977).
384. V. G. GREBINNIK şi colab., Chemistry Conference, Dubna, p. 261 (1978).
385. D. E. MURNICK et all., Phys. Rev. Lett., **36**, 100 (1976).
386. K. NAGAMINE et all., Phys. Rev. Lett., **38**, 99 (1977).
387. L. H. BIEMAN et all., Hyperfine Interactions, **4**, 861 (1978).
388. R. S. HAYANO et all., Phys. Rev. Lett., **41**, 421 (1978).
389. H. YASUOKA et all., Solid State Commun., citat în [360].
390. A. YAOUANC, J. F. DUFRESNE, R. LONGOBARDI, J. P. PEZZELTI, J. CHAPPERT, O. HARTMANN, E. KARLSSON, L. O. NORLIN, J. Phys. F: Metal Phys., **9**, 2157 (1979).
391. C. E. STRONACH et all., Bull. Am., Phys. Soc., **23**, 227 (1978).
392. M. GLADISCH, D. HERLACH, M. METZ, H. ORTH, G. ZU PUTLITZ, A. SEEGER, H. TEICHLER, W. WAHL, M. WIGAND, Hyp. Int., **6**, 109 (1979).
393. A. T. FIORY, D. E. MURNICK, M. LEVENTHAL, W. J. KOSSLER, Phys. Rev. Lett., **33**, 969 (1974).
394. T. YAMAZAKI, Hyperfine Interactions, **6**, 115 (1979).
395. A. I. AKHIEZER, V. B. BERESTETSKII, *Quantum Electrodynamics*, New York, Interscience Publisher, 1965.
396. V. B. BERESTETSKII, E. M. LIFSHITZ, L. P. PITAEVSKI, *Relativistic Quantum Theory*, Oxford, Pergamon Press, 1971.
397. P. R. WALLACE, Solid State Physics, **10**, 1 (1960).
398. V. I. GOLDANSKI, Atomic En. Rev., **6**, 3 (1968).
399. R. N. WEST, Adv. Phys., **22**, 264 (1973).
400. I. YA DEKHTYAR, Phys. Reports, **C9**, 243 (1974).
401. J. H. GREEN, J. LEE, *Positronium Chemistry*, Academic Press, New York, 1964.
402. R. M. SINGRU, K. B. LAL, S. J. TAO, *Atomic Data and Nuclear Tables*, **17**, 271 (1976).
403. * * * *Positrons in solids*, Edit. P. Hautajarvi, Springer, Berlin, 1979.
404. * * * *Positron Annihilation*, Edit. A.T. Steward, L.O. Roelling, Academic Press, New York, 1967.
405. Proc. 2nd Intern. Conf. on Positron Annihilation, Kingston, Ontario, 1971.
406. Proc. 3rd Intern. Conf. on Positron Annihilation, Edit. P. Hautajarvi, A. Seeger, 1973.
407. Proc. 4th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Helsinger Denmark, 1976.
408. P. A. M. DIRAC, Proceed. Camb. Phil. Soc. Math. Phys. Sci., **26**, 361 (1930).
409. B. T. MCKEE, W. TRIFTSHÄUSER, A. T. STEWART, Phys. Rev. Lett., **28**, 358 (1972).
410. A. SEEGER, J. Phys., **F3**, 248 (1973).
411. R. M. COTTERRILL, K. PETERSEN, G. TRUMPY, J. TROFT, J. Phys., **F2**, 459 (1972).
412. B. T. MCKEE, S. SAIMOTO, A. T. STEWART, M. J. STOTT, Canad. J. Phys., **52**, 759 (1974).
413. O. MOGENSEN, K. PETERSEN, R. M. COTTERILL, B. HUDSON, Nature, **239**, 981 (1972).
414. R. BERINGER, C. C. MONTGOMERY, Phys. Rev., **61**, 222 (1942).
415. S. BERKO, J. MADER, Appl. Phys., **5**, 287 (1975).
416. S. BERKO, *Positron Annihilation in Compton Scattering*, Williams, McGraw-Hill, London, 1977.
417. P. E. MIJNARENDS, *Electron Momentum Densities in Metals and Alloys*, in ref. [403], cap. 2.

418. S. DE BENEDETTI, C. E. COWAN, W. R. KONNEKER, H. PRIMAKOFF, Phys. Rev., **77**, 205 (1950).
419. P. E. MIJNARENDS, Physica, **63**, 248 (1973).
420. S. BERKO, J. ZUCKERMAN, Phys. Rev. Lett., **14**, 339 (1964).
421. V. L. SEDOV, L. V. SOLOMATINA, L. A. KONDRASHOVA, JETF, **54**, 1626 (1969).
422. D. R. GUSTAFSON, A. R. MACKINTOSH, J. Phys. Chem. Sol., **25**, 389 (1964).
423. C. HOHENEMSER, J. M. WEIGART, S. BERKO, Phys. Lett., **28A**, 41 (1968).
424. I. YA DEKHTYAR, V. S. MIKHALENKOV, S. G. SAKHAROVA, DAN URSS, **174**, 803 (1967).
425. H. H. SELIGER, Phys. Rev., **88**, 408 (1952).
426. D. BOM, *Kvantovaja teorija*, IL Moskva, 1961.
427. B. ROSENFELD, Acta Phys. Polonica, **31**, 197 (1967).
428. I. YA DEKHTYAR, Ukr. Fiz. Jurn., **4**, 1409 (1969).
429. I. YA DEKHTYAR, Phys. Lett., **A28**, 771 (1969).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XII. | ANIZOTROPIA ŞI MAGNETOSTRICŢIUNEA

XII.1. Probleme generale

Am reliefat anterior — capitolele VII—IX — că stările ordonate magnetic sînt consecinţa interacţiilor de schimb între momentele magnetice ale ionilor constituenţi. În general, am presupus că interacţiile de schimb sînt izotrope şi deci nu condiţionează direcţia momentelor magnetice (aliniate), în raport cu axele cristalografice. În realitate, cristalul nu se comportă ca un mediu izotrop — vezi paragraful IX.7. Pentru a caracteriza ansamblul comportării magnetice al acestuia, vom introduce o componentă a energiei libere, care depinde de direcţia după care sînt orientate momentele magnetice şi pe care o vom denumi *energie de anizotropie magnetocristalină*. Prezenţa acestei componente poate fi ilustrată, analizînd curbele de magnetizare la un monocristal. Referindu-ne la cazul particular al feritei de plumb [1] $PbO \cdot 6Fe_2O_3$, observăm, că pentru anumite direcţii ale cîmpului extern H magnetizarea atinge valoarea de saturaţie, la cîmpuri relativ mici, iar pentru alte orientări ale lui H, în raport cu axele cristalografice, saturaţia poate fi obţinută pentru valori mult mai ridicate ale lui H (fig. I.6).

Pentru un cristal ordonat magnetic, în cazuri obişnuite, energia de anizotropie este mică comparativ cu contribuţia interacţiilor de schimb. Astfel, valori tipice ale cîmpului de schimb sînt de (10^8—10^9) A/m, în timp ce cîmpuri magnetice de ordinul 10^6 A/m pot „învinge" anizotropia. În aceste situaţii energia de anizotropie poate fi definită fără ambiguitate, aceasta putînd fi analizată ca o perturbaţie la energia de schimb a sistemului.

Anizotropia magnetică caracterizează şi comportarea ionilor paramagnetici în cristale. În cazul materialelor ce conţin ioni din grupa $3d$, momentele magnetice ale acestora, datorate în esenţă spinului, nu sînt cuplate direct la reţeaua cristalină. Energia de anizotropie provine din cuplajul indirect al spinilor la reţea prin intermediul interacţiei spin-orbită şi orbită-reţea [2]. Măsura în care ionul simte simetria reţelei, depinde de structura sa electronică. Pentru ionii $3d$ efectele cîmpului cristalin sînt mai mari ca cele implicînd cuplajul spin-orbită, stările ionilor fiind notate în acest caz prin numerele cuantice (bune) L şi S. Prin introducerea ionului în cristal degenerarea nivelelor energetice este parţial ridicată. În tabelul IV.11 am prezentat despicarea nivelelor de energie ale ionilor $3d$ în cîmp electrostatic cristalin de simetrie cubică (octaedrică şi respectiv tetraedrică). În primul caz ionul este înconjurat de 6 ioni formînd un octaedru, în timp ce în cazul al doilea de către 8 ioni formînd un cub. În ambele situaţii simetria de rotaţie este aceeaşi, însă ordinea nivelelor este inversată. Energia cea mai joasă corespunde poziţiei în care separarea între

distribuţiile de sarcină electronice avînd acelaşi semn, este maximă. O stare S nu este afectată de cîmpul electrostatic cristalin, starea D este despicată în nivelul Γ_3 (dublu degenerat) şi Γ_5 (triplu degenerat), iar o stare F într-un singlet (Γ_2) şi doi tripleţi (Γ_4 şi Γ_5). În toate cazurile de mai sus, rămîne degenerarea de spin $(2S+1)$ şi aceasta poate fi ridicată printr-o interacţie dependentă de spin, ca de exemplu cuplajul spin-orbită.

Anizotropia magnetică diferă atît ca valoare cît şi mod de calcul, după cum starea fundamentală este un singlet, un dublet sau un triplet. Pentru aceasta ne vom referi la tabelul V.11. Anizotropia mică a stării S, apare ca urmare a faptului că funcţiile de undă, în acest caz, au o simetrie sferică şi ca atare anizotropia este cauzată de efecte de perturbaţie de ordin mai înalt al interacţiei spin-orbită. Dacă, pentru ionii în stările D şi F, nivelele Γ_4 şi Γ_5 sînt nivele fundamentale, ne aşteptăm la o anizotropie ridicată, deoarece tripletul este descompus de componentele cîmpului cristalin ce au o simetrie diferită de cea cubică. Simetria cubică poate apare numai dacă toate nivelele sînt egal populate ($T \to \infty$). Dacă Γ_2 este nivelul fundamental, anizotropia va fi relativ mică, deoarece funcţiile de undă orbitale Γ_2 nefiind degenerate nu poartă un moment orbital. Aceeaşi situaţie este evidenţiată şi dacă starea fundamentală este Γ_3, deoarece stările Γ_3 în cîmp cristalin de simetrie cubică, deşi degenerate, sînt prin excepţie lipsite de moment orbital. În acest caz analiza teoretică se face similar ca atunci cînd starea fundamentală este un singlet. În cazul sistemelor conţinînd ioni ai pămînturilor rare cu $L \neq 0$, din cauza cuplajului puternic spin-orbită, momentul magnetic este dat de suma contribuţiilor orbitale şi de spin, astfel încît anizotropia magnetocristalină este determinată prin cuplajul direct între orbită şi reţea.

În cazurile analizate mai sus vorbim de *mecanisme ale anizotropiei implicînd un ion.*

Pe de altă parte, orbitalii interacţionează în mod diferit, în raport cu orientarea lor. Interacţiile de schimb (într-un model Heisenberg) sînt dependente de gradul de acoperire al funcţiilor de undă ale ionilor vecini. Dacă funcţiile de undă nu sînt simetrice (fig. XII.1) prin rotirea simultană

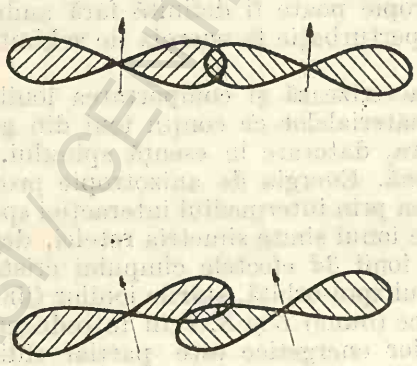


Fig. XII.1. — Dependenţa gradului de acoperire a funcţiilor de undă de orientarea spinilor.

a spinilor a doi ioni ce interacţionează şi ţinînd seama de cuplajul spin-orbită, gradul de acoperire va varia. Acest efect anizotrop va conduce la modificarea energiei de schimb. Vorbim în acest caz de mecanisme implicînd doi ioni, deci un *model pereche* al anizotropiei magnetice.

Mecanismele anizotropiei implicînd un ion și respectiv doi ioni, contribuie în mod diferit la aceasta, depinzînd de materialul considerat, și ca atare problema originii anizotropiei apare ca deosebit de complexă.

Magnetostricțiunea reprezintă fenomenul prin care dimensiunile (forma) unei probe sînt modificate în timpul procesului de magnetizare. Fenomenele fizice care stau la baza magnetostricțiunii se regăsesc printre cele menționate în cazul anizotropiei.

Să considerăm pentru început modelul unui ion. Pentru ionii ce au un moment orbital ($L \neq 0$), o rotație a momentului magnetic de spin, induce prin cuplajul spin-orbită o rotație a ionilor, aceasta conducînd la o modificare a dimensiunilor probei. Tensionînd cristalul se alterează distribuția de sarcină orbitală, fapt ce cauzează o rotație a spinului prin cuplajul spin-orbită, deci o magnetostricțiune indirectă. Cîmpul cristalin este distorsionat, astfel că, distribuția de sarcină orbitală este condiționată de noua simetrie în care este situat ionul (în general mai joasă). Ca urmare a ridicării degenerării, funcțiile de undă formează noi combinații liniare ce reflectă simetria locală a cristalului. Distribuțiile de sarcină extinse spre cationi (în izolatorii magnetici) sînt mai favorizate energetic decît cele între anioni. Dacă anionii sînt deplasați ca urmare a tensiunilor mecanice externe, cerința de minimizare a energiei modifică (rotește) distribuția sarcinii electronice.

În cazul ionilor în stare S, cîmpul electrostatic cristalin nu modifică mult distribuția sarcinii, aceasta fiind distorsionată în vecinătatea anionului. Ca urmare a distorsiunii, rezultă un amestec al unor stări cu energie mai ridicată (cu $L \neq 0$), cu starea fundamentală. Amestecul de stări este relativ mic, însă suficient pentru a conduce la un cuplaj perceptibil între pozițiile anionilor și direcția magnetizării. Acest mecanism conduce la anizotropie magnetică și efecte magnetostrictive, mai mici însă cu două ordine de mărime decît în cazul ionilor cu $L \neq 0$.

Analiza magnetostricțiunii arată că pentru unele sisteme [3, 4] modelul unui ion constituie mecanismul dominant. Metalele pămînturi rare sînt exemple tipice la care modelul unui ion descrie bine rezultatele experimentale. În acest caz, cîmpul electrostatic cristalin este modificat atît prin tensiuni cît și prin redistribuirea electronilor de conducție. Să considerăm o distribuție anizotropă a „norului" de sarcină $4f$, cu axa de simetrie în lungul direcției magnetizării. Modificarea cîmpului cristalin, ce însoțește distorsiunea, conduce la modificarea energiei electrostatice a electronilor $4f$. Aceasta este dependentă de direcția magnetizării. Pentru o distribuție a sarcinii alungită în planul yz, momentul orbital este dirijat după direcția x. Ca urmare a cerinței de minimizare a energiei electrostatice, ionii vecini, pozitivi, aflați în lungul direcției y sînt atrași, în timp ce cei aflați în lungul lui x tind să se deplaseze spre exterior. Excentricitatea în distribuția densității de sarcină, reflectată în factorul Stevens, se modifică (între Ho și Er) de la forma turtită la cea alungită și în consecință magnetostricțiunea își va schimba semnul. Distorsiunea rețelei este însoțită de redistribuirea electronilor de conducție. O contribuție suplimentară la coeficienții magnetoelastici, se obține astfel din modificarea energiei electrostatice între electronii de conducție și electronii $4f$ ai aceluiași atom.

În afară de mecanismul unui ion la cuplajul magnetoelastic apar și contribuții ale mecanismelor de interacție a doi ioni (modelul pereche). Aceste contribuții provin din modularea prin tensiune a energiilor de inter-

acţie ale spinilor, respectiv prin contribuţiile de tip dipolar, pseudodipolar, de schimb etc. Considerarea, spre exemplu, a interacţiilor dipolare (unde energia de interacţie depinde de orientarea spinilor) conduce la o magnetostricţiune directă, în timp ce variaţia cu tensiunea a energiei de anizotropie cauzează o magnetostricţiune indirectă. Becker [5] a calculat constantele magnetoelastice plecînd de la energia dipolară magnetică, pentru feromagneţi ce au o reţea cristalină de simetrie cubică. Estimarea valorilor magnetostricţiunii [6] relevă că acestea sînt mai mici cu un ordin de mărime comparativ cu datele experimentale. În cristalele reale, interacţiile dipolare nu par deci a fi sursa dominantă a magnetostricţiunii.

Interacţiile de schimb (într-un model Heisenberg) sînt dependente de gradul de acoperire al funcţiilor de undă ale ionilor vecini. Dacă funcţiile de undă nu sînt simetrice, prin rotirea simultană a celor doi ioni, ţinînd seama de cuplajul spin-orbită, gradul de acoperire va varia (fig. XII.1). Acest efect anizotrop va conduce la modificarea energiei de schimb, care va trebui să fie compensată de o variaţie a energiei elastice.

Pentru toate mecanismele de magnetostricţiune, poziţia de echilibru, este determinată de situaţia în care energia sistemului considerat este minimă. Pentru a analiza această problemă, vom pleca de la hamiltonianul [3]

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_i + \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_{me} + \mathcal{H}_a. \qquad \text{(XII.1.1)}$$

Am notat prin $\mathcal{H}_i$ hamiltonianul sistemului de spini, constituit din termenul de schimb izotrop şi interacţia Zeeman. $\mathcal{H}_e$ este hamiltonianul elastic, $\mathcal{H}_{me}$ reprezintă hamiltonianul magnetoelastic cuplînd sistemul de spini cu tensiunile mecanice iar $\mathcal{H}_a$ este hamiltonianul energiei de anizotropie magnetocristalină. În analiza hamiltonianului (XII.1.1) termenii $\mathcal{H}_{me}$ şi $\mathcal{H}_a$ vor fi consideraţi ca perturbaţii la $\mathcal{H}_i$, în timp ce $\mathcal{H}_e$ reprezintă un termen adiţional clasic.

Energia liberă a sistemului, în ordinul unu al teoriei perturbaţiilor este

$$\epsilon = \epsilon_i + \epsilon_e + \langle \mathcal{H}_{me} \rangle + \langle \mathcal{H}_a \rangle, \qquad \text{(XII.1.2)}$$

unde ϵ_i este energia neperturbată a sistemului de spini (în absenţa interacţiilor magnetoelastice şi anizotropiei), ϵ_e — energia elastică. Valorile $\langle \mathcal{H}_{me} \rangle$ şi $\langle \mathcal{H}_a \rangle$ sînt mediate după operatorul de densitate neperturbat al sistemului de spini. Deformaţiile corespunzătoare situaţiei de echilibru sînt evaluate prin minimizarea energiei libere a sistemului.

În literatura de specialitate pot fi definite mai multe tipuri de magnetostricţiuni. *Magnetostricţiunea spontană* apare la răcirea materialului în cîmp magnetic nul la temperaturi mai mici ca punctul Curie. Aceasta este o consecinţă a trecerii probei din stare paramagnetică într-o stare ordonată magnetic cu structura caracteristică de domenii magnetice. Pe parcursul proceselor de magnetizare apar două tipuri de magnetostricţiuni, corespunzător proceselor de magnetizare, ce implică alinierea magnetizărilor domeniilor magnetice şi respectiv creşterea magnetizării spontane a domeniilor (fig. XII.2). La $T < T_c$ domeniile sînt deformate spontan ca urmare a prezenţei magnetizării acestora. Deformaţia în fiecare domeniu se presupune că acţionează în direcţia magnetizării domeniului. Pe măsura alinierii magnetizărilor domeniilor, sub acţiunea unui cîmp extern, apare o magnetostricţiune şi aceasta se saturează atunci cînd mag-

netizarea este saturată corespunzător acestei situații. Vom defini, astfel, *magnetostricțiunea la saturație* λ_s. Modificarea de volum a probei este mică atunci cînd magnetizarea domeniului se schimbă de la o direcție cristalografică la alta. Acest tip de dependență a tensiunii rețelei poate fi calculată din considerente de simetrie. Deoarece această componentă a magneto-

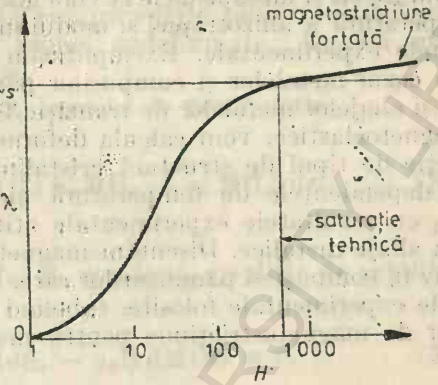


Fig. XII.2. — Dependența magnetostricțiunii de intensitatea cîmpului magnetic.

stricțiunii provine din deformarea în mod spontan a rețelei, și nu implică o modificare de volum, este denumit *termen morfic* al magnetostricțiunii sau *magnetostricțiune normală*.

După ce magnetizarea probei a fost saturată, se pot totuși observa modificări în dimensiunile probei ordonate magnetic; acestea depind liniar de cîmpul extern. Spre deosebire de termenul morfic, magnetostricțiunea evidențiată la cîmpuri intense, este în primul rînd un efect de volum și este denumită *magnetostricțiune forțată*. Modificarea de dimensiune este aceeași după toate direcțiile. Această deformație de volum este asociată cu creșterea magnetizării spontane induse de cîmp.

La magnetostricțiunea de volum, în mod obișnuit, concură trei surse diferite [7, 8] și anume: efectul de formă, efectul cristalului și magnetostricțiunea forțată [9].

Efectul de formă provine din geometria probei. La magnetizarea probei, apare o energie magnetostatică. Pentru a se diminua această energie va apare o magnetistricțiune de volum ω_f. Acest termen poate fi exprimat în funcție de coeficientul de demagnetizare N și de magnetizarea M. Valorile ω_f sînt maxime pentru $M = M_s$ și constituie contribuția principală la magnetostricțiunea de volum în cîmpuri de intensități mici. *Efectul cristalului*, ω_c reflectă modificarea mică de volum care însoțește efectul morfic. O modificare în direcția magnetizării domeniului conduce la o alterare a simetriei rețelei cristaline. În acest caz apare o mică modificare de volum a cărei mărime depinde de orientarea direcției magnetizării în raport cu axele cristalografice. Acest termen poate fi inclus în termenul morfic și este legat de dependența de volum a energiei de anizotropie. *Magnetostricțiunea forțată* provine din dependența de volum a magnetizării la saturație, fiind legată în mod direct cu dependența de presiune a magnetizării la saturație și mai puțin direct cu dependența de presiune a temperaturii Curie, T_c, și a dilatării termice anormale lîngă T_c. Experiențele evidențiază că magnetostricțiunea liniară forțară nu este izotropă.

Pe parcursul acestui capitol vom analiza fenomenele fizice care stau la baza anizotropiei magnetocristaline și magnetostricțiunii cît și descrierile fenomenologice ale acestora. Vom folosi în paralel atît descrierea fenomenologică ce face uz de cosinușii directori, cît și dezvoltarea în armonice sferice. Analizăm mecanisme implicînd un ion, modelul pereche cît și descrierile ce se bazează pe modelul de bandă. Discutăm tipuri de anizotropii induse cît și mecanismele ce concură la acestea. Analizăm dependența de temperatură a anizotropiei și modul în care modelele existente descriu rezultatele experimentale. Exemplificăm expunerea cu unele date obținute în cazul metalelor și compușilor pămînturilor rare, sticlelor magnetice cît și aliajelor metalelor de tranziție $3d$. După obținerea expresiei energiei magnetoelastice, vom calcula deformările la echilibru ale unui solid, în funcție de tipul de structură cristalină și proprietățile elastice. Comparăm dependențele de temperatură ale magnetostricțiunii, prezise de modele, cu rezultatele experimentale atît în cazul izolatorilor magnetici cît și la aliaje metalice. Discutăm magnetostricțiunea în sticle metalice și respectiv în compuși ai pămînturilor rare. În final, trecem succint în revistă metodele experimentale folosite, tabelînd totodată unele valori ale coeficienților de magnetostricțiune pentru materialele reprezentative.

XII.2. Descrierea fenomenologică a anizotropiei și magnetostricțiunii

XII.2.1. Descrierea fenomenologică a anizotropiei

În paragraful IV.4.4, am definit energia de anizotropie magnetocristalină, ca partea din energia liberă a unui cristal ce depinde de direcția magnetizării spontane. Să analizăm mai în detaliu această problemă [10]. Distribuția magnetizării $\mathbf{M}$, la echilibru, pentru o probă rigidă și fixă, în cîmpul de inducție $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$ și temperatură constantă, corespunde unui minim al potențialului termodinamic $\mathcal{G}_i(T, B_0)$. Sub acțiunea cîmpului extern, modificarea de energie, într-o transformare izotermă, infinitezimală și cvasistatică este $(\delta\mathcal{W})_T = \iiint \mathbf{B}_0 \, \mathrm{d}\mathbf{M} \, \mathrm{d}v$, unde $\mathrm{d}v$ este elementul de volum. Lucrul reversibil și izoterm este egal cu variația energiei libere $\mathcal{F}$, deci $(\mathrm{d}\mathcal{F})_T = (\delta\mathcal{W})_T$, unde $\mathrm{d}\mathcal{F} = -\mathcal{S}\,\mathrm{d}T + \iiint \mathbf{B}_0 \mathrm{d}\mathbf{M} \, \mathrm{d}v$. Potențialul termodinamic $\mathcal{G}_i(T, \mathbf{B}_0)$ poate fi obținut prin transformarea Legendre $\mathcal{G}_i = \mathcal{F} - \iiint \mathbf{B}_0 \delta\mathbf{M} \, \mathrm{d}v$, deoarece $\mathrm{d}\mathcal{G}_i = -\mathcal{S}\,\mathrm{d}T - \iiint \mathbf{M} \, \mathrm{d}\mathbf{B}_0 \, \mathrm{d}v$ și în mod obișnuit, pentru valori T și $\mathbf{B}_0$, date, avem $\mathrm{d}\mathcal{G}_i = 0$.

Ca urmare a prezenței interacțiilor dipolare, energia liberă $\mathcal{F}$, nu poate fi exprimată printr-o sumă după volumul probei, a densității de energie. Această sumare poate fi făcută numai dacă vom separa energia cîmpului de demagnetizare $\epsilon_D = -(1/2)\,\mu_0 \iiint \mathbf{M}\mathbf{H}_D \, \mathrm{d}v$, unde $\mathbf{H}_D$ este cîmpul creat de distribuția magnetizării. În acest caz vom putea scrie $\mathcal{F} = \iiint \epsilon_a \, \mathrm{d}v + \epsilon_D$. Mărimea ϵ_a o vom denumi *densitatea de energie a anizotropiei magnetocristaline*. Aceasta este o mărime macroscopică locală

care trebuie să reflecte simetria structurii cristaline. Expresia lui $\mathcal{F}$ este valabilă pentru probe ce au o structură magnetică formată dintr-un singur domeniu. Pentru o probă deformabilă, densitatea de energie ϵ_a corespunde la o configurație de echilibru reală a probei, liberă să se distorsioneze, la o presiune constantă. La energia liberă a cristalului în acest caz va trebui să adăugăm termenul $v_0 \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}$, unde σ_{ij} sînt componentele tensorului tensiunii simetrice, ε_{ij} reprezintă componentele tensorului deformațiilor simetrice, iar v_0 este volumul probei nedeformate. Această problemă o vom analiza în paragraful XII.8.

Revenind la expresia lui $\mathcal{G}_t$ aceasta se poate scrie

$$\mathcal{G} \equiv \iiint (\epsilon_a - (1/2)\, \mu_0 \mathbf{M}\mathbf{H}_D - \mu_0 \mathbf{M}\mathbf{H}_0)\, dv. \qquad \text{(XII.2.1)}$$

Pentru o probă fixă, la T și $\mathbf{B}_0$ constant, condiția de echilibru este

$$(d\mathcal{G})_{T,\mathbf{B}_0} = \iiint (d\epsilon_a - \mu_0 \mathbf{H}\, d\mathbf{M})\, dv \equiv 0. \qquad \text{(XII.2.2)}$$

În relația de mai sus am ținut seama că $\iiint \mathbf{M} d\mathbf{H}_D\, dv = \iiint \mathbf{H}_D\, d\mathbf{M}\, dv$, deoarece $\mathbf{H}_D$ este creat de distribuția lui $\mathbf{M}$. Am notat cîmpul intern prin $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D$.

Să analizăm ecuațiile de echilibru locale. Vom nota prin $\mathbf{u}$ versorul direcției lui $\mathbf{M}$, deci, $\mathbf{M} = M\mathbf{u}$. Avem $d\mathbf{M} = dM\mathbf{u} + d\alpha \times \mathbf{M}$, unde $d\alpha$ este o rotație infinitezimală și respectiv $\mathbf{H}d\mathbf{M} = H_M dM + (\mathbf{M} \times \mathbf{H})\, d\alpha$, unde $H_M = \mathbf{H}\mathbf{u}$ este proiecția lui $\mathbf{H}$ pe direcția lui $\mathbf{M}$. Vom introduce densitatea de energie ϵ_a' dată de

$$\epsilon_a' = \epsilon_a - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} = \epsilon_a - \mu_0 M H_M, \qquad \text{(XII.2.3)}$$

și de aici

$$d\epsilon_a - \mu_0 \mathbf{H} d\mathbf{M} = \left(\frac{\partial \epsilon_a'}{\partial T}\right)_{H_M, \mathbf{u}} dT + \left[\left(\frac{\partial \epsilon_a'}{\partial H_M}\right)_{T, \mathbf{u}} + \mu_0 M\right] dH_M +$$

$$+ \left[\mathbf{u} \times \left(\frac{\partial \epsilon_a'}{\partial \mathbf{u}}\right)_{T, H_M} - \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}\right] d\alpha. \qquad \text{(XII.2.4)}$$

Pentru valori T și $\mathbf{B}_0$ constante, dH_M și $d\alpha$ pot fi considerate ca variații locale virtuale, independente. Din condiția $(d\mathcal{G})_{T,\mathbf{B}_0} = 0$, se obține:

$$M = -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial \epsilon_a'}{\partial H_M}\right)_{T, \mathbf{u}}, \qquad \text{(XII.2.5)}$$

$$\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} = \mathbf{u} \times \left(\frac{\partial \epsilon_a'}{\partial \mathbf{u}}\right)_{T, H_M}. \qquad \text{(XII.2.6)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În coordonate sferice, ținînd seama că $\mathbf{u}_\theta = (\partial \mathbf{u}/\partial \theta)_\varphi$ și $\mathbf{u}_\varphi = \sin^{-1}\theta(\partial \mathbf{u}/\partial \varphi)_\theta$, se obține

$$\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} = \sin^{-1}\theta \left(\frac{\partial \epsilon'_a}{\partial \varphi}\right)_{T, H_M, \theta} \mathbf{u}_\theta + \left(\frac{\partial \epsilon'_a}{\partial \theta}\right)_{T, H_M, \varphi} \mathbf{u}_\varphi. \quad \text{(XII.2.7)}$$

Densitatea de energie scalară ϵ'_a poate fi dezvoltată în serie

$$\epsilon'_a = \sum_n K'_n(T, H_M) f_n(\mathbf{u}), \quad \text{(XII.2.8)}$$

unde funcțiile unghiulare $f_n(\mathbf{u})$ reflectă simetria rețelei cristaline, iar $K'_n(T, H_M)$ sînt coeficienții ce caracterizează materialul.

Din relațiile (XII.2.5) și (XII.2.3) se obține

$$M = \sum_n M_n(T, H_M) f_n(\mathbf{u}), \quad \text{(XII.2.9)}$$

cu

$$M_n = -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial K'_n}{\partial H_M}\right)_T, \quad \text{(XII.2.10)}$$

iar

$$\epsilon_a = \sum_n K_n(T, H_M) f_n(\mathbf{u}); \; K_n = K'_n + \mu_0 M_n H_M. \quad \text{(XII.2.11)}$$

Plecînd de la (XII.2.10) și (XII.2.11) se obține o relație între variațiile în raport cu cîmpul ale constantelor de anizotropie K_n și respectiv M_n

$$\left(\frac{\partial K_n}{\partial H_M}\right)_T = \mu_0 H_M \left(\frac{\partial M_n}{\partial H_M}\right)_T. \quad \text{(XII.2.12)}$$

Alegerea setului de funcții $f_n(\mathbf{u})$ nu este unică și poate ridica problema, dacă este necesară dezvoltarea în ordine mai înalte [11, 12].

Energia de anizotropie a unui cristal este caracterizată prin constantele de anizotropie (relația XII.2.11). Constantele de anizotropie definite de Becker și Döring [13] au fost adoptate și folosite mult timp pentru a descrie energia de anizotropie. Pentru cristale de simetrie cubică avem [14, 15]

$$\epsilon_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 +$$
$$+ K_3(\alpha_1^4\alpha_2^4 + \alpha_2^4\alpha_3^4 + \alpha_3^4\alpha_1^4) + \ldots \quad \text{(XII.2.13)}$$

unde α_i sînt consinușii directori ai lui $\mathbf{u}$ în raport cu axele cubului. Pentru primii doi termeni notațiile sînt încetățenite. Ultimul termen mai poate fi scris și în forma $K_3''(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$.

Pentru un cristal de simetrie hexagonală, energia de anizotropie este dată de [16]

$$\epsilon_a = K_0 + K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + K_3\sin^6\theta + K_4\sin^6\theta\cos 6\varphi. \quad \text{(XII.2.14)}$$

Am notat prin θ unghiul între $\mathbf{u}$ și axa $\mathbf{c}$, iar φ este unghiul pe care îl face proiecția lui $\mathbf{u}$ pe planul de bază, cu una din axele $\mathbf{a}$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Döring [17] a tabelat expresiile energiilor de anizotropie pentru cele 32 de grupuri punctuale. Analiza datelor experimentale, în multe cazuri, se face folosind aceste relaţii şi reţinînd, în general, primii 2 sau 3 termeni ai dezvoltării.

Constantele de anizotropie K_i au fost adoptate şi folosite mult timp, în exclusivitate pentru a caracteriza anizotropia magnetocristalină a unui cristal. Începînd cu anii 1960 se introduc, în paralel, noi notaţii, ce folosesc o descriere a anizotropiei cu ajutorul armonicelor sferice şi care reflectă mai bine proprietăţile de simetrie ale cristalului considerat [18, 19]. Callen şi Callen [20] şi Lacheisserie [21] sugerează notaţii universale pentru a descrie anizotropia şi magnetostricţiunea. În cele ce urmează vom folosi şi aceste ultime descrieri fenomenologice, evidenţiind legătura între constantele implicate şi cele tradiţionale. Notăm că la expresia energiei de anizotropie se poate ajunge şi considerînd proprietăţile tensorilor de material [22], aşa cum, de altfel, am evidenţiat în paragraful IV.4.4.

Teoria grupurilor poate constitui o bază corespunzătoare pentru descrierea energiei de anizotropie cu ajutorul polinoamelor de armonice sferice, ce aparţin reprezentării simetrice $\Gamma_1(\alpha)$, a grupului considerat [20]. Notînd prin $Y_n^m(\theta, \varphi)$ armonicele sferice corespunzătoare direcţiei (θ, φ) a magentizării, avem

$$\epsilon_a = \sum_n k_n \sum_{m=-n}^{n} C_n^m Y_n^m(\theta, \varphi). \qquad \text{(XII.2.15)}$$

Am notat prin C_n^m constantele ce caracterizează simetria cristalului iar prin k_n coeficienţii ce descriu proprietăţile anizotrope ale acestuia şi pe care îi denumim *coeficienţi de anizotropie*. Energia de anizotropie, folosind descrierea armonică, poate fi scrisă [21]:

— pentru cristale cubice

$$\epsilon_a = k_0 + k_4\left(N - \frac{1}{5}\right) + k_6\left[P - \frac{1}{11}\left(N - \frac{1}{5}\right) - \frac{1}{105}\right] +$$

$$+ k_8\left\{O + \frac{6}{5}\left[P - \frac{1}{11}\left(N - \frac{1}{5}\right) - \frac{1}{105}\right] -\right.$$

$$\left. - \frac{24}{143}\left(N - \frac{1}{5}\right) - \frac{8}{3 \cdot 5 \cdot 11 \cdot 13}\right\}, \qquad \text{(XII.2.16)}$$

unde $N = \alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2$; $P = \alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2$ iar $O = \alpha_1^4\alpha_2^4 + \alpha_2^2\alpha_3^4 + \alpha_3^4\alpha_1^4$;

— pentru cristale hexagnoale

$$\epsilon_a = k_0 + k_2\left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\right) + k_4\left(\alpha_3^4 - \frac{6}{7}\alpha_3^2 + \frac{3}{35}\right) +$$

$$+ k_6\left(\alpha_3^6 - \frac{15}{11}\alpha_3^4 + \frac{5}{11}\alpha_3^2 - \frac{5}{231}\right) + k_6'(\alpha_1^6 - 15\alpha_1^4\alpha_2^2 + 15\alpha_1^2\alpha_2^4 - \alpha_2^6).$$

(XII.2.17)

Coeficienții de anizotropie k_i, se pot exprima în funcție de *constantele de anizotropie* K_i. Relațiile ce există între valorile k_i și K_i în cazul cristalelor avînd simetrie cubică, hexagonală, ortorombică și tetragonală sînt date de Lacheisserie [21]. Astfel, pentru cristale cubice avem:

$$k_4 = K_1 + \frac{1}{11} K_2 + \frac{24}{143} K_3 + \ldots ;$$

$$k_6 = K_2 - \frac{6}{5} K_3 + \ldots ; \; k_8 = K_3 + \ldots \qquad \text{(XII.2.18)}$$

iar pentru cristale hexagonale

$$k_2 = - K_1 - \frac{8}{7} K_2 - \frac{8}{7} K_3 + \ldots, \quad k_4 = K_2 + \frac{18}{11} K_3 + \ldots$$

$$k_6 = - K_3 + \ldots \qquad k_6' = K_4 + \ldots \qquad \text{(XII.2.19)}$$

XII 2.2. Descrierea fenomenologică a magnetostricțiunii

Magnetostricțiunea este adesea exprimată folosind relații simple implicînd cosinușii directori ai magnetizării α_i și respectiv ai direcției de măsură β_i, în raport cu axele cristalografice. O expresie încetățenită pentru magnetostricțiunea cristalelor cubice este cea bazată pe rezultatele studiilor lui Akulov [23] și Becker și Döring [13]. Aceasta are forma [13]:

$$\frac{\Delta l}{l} = h_1 \left(\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - \frac{1}{3} \right) + 2h_2 (\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z +$$

$$+ \alpha_z \alpha_x \beta_z \beta_x) + h_4 \left(\alpha_x^4 \beta_x^2 + \alpha_y^4 \beta_y^2 + \alpha_z^4 \beta_z^2 + \frac{2\mathcal{N}}{3} - \frac{1}{3} \right) -$$

$$- 2h_5 (\alpha_x \alpha_y \alpha_z^2 \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \alpha_x^2 \beta_y \beta_z + \alpha_z \alpha_x \alpha_y^2 \beta_z \beta_x) + h_3 \mathcal{N} \text{ dacă } K_1 > 0 \text{ sau}$$

$$+ h_3 (\mathcal{N} - 1) \text{ dacă } K_1 < 0,$$

unde $\mathcal{N} = \alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2$. (XII.2.20)

De obicei, datele experimentale, se analizează considerînd un număr mai mic din termenii implicați în relația (XII.2.20), adesea, primii doi. Să notăm prin λ_{100} modificarea de dimensiune în lungul direcției [100] cînd magnetizarea este orientată în această direcție și prin λ_{111} modificarea în lungime după direcția [111] cînd magnetizarea coincide cu această direcție. În acest caz putem scrie

$$\Delta l / l = (3/2) \lambda_{100} (\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - 1/3) +$$

$$+ 3 \lambda_{111} (\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z + \alpha_z \alpha_x \beta_z \beta_x). \qquad \text{(XII.2.21)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă materialul studiat se află în stare policristalină sau amorfă (deci este izotrop), avem

$$\Delta l/l = (3/2)\lambda_s(\cos^2\theta - 1/3). \qquad \text{(XII.2.22)}$$

Am notat prin θ unghiul între direcția de măsură și magnetizare, iar λ_s este deformarea totală corespunzătoare magnetizării la saturație.

În ultimii ani se preferă folosirea armonicelor sferice pentru a descrie magnetostricțiunea unui cristal. Asupra acestei probleme vom reveni în detaliu în paragraful XII.8.

În cazul simetriei hexagonale, nici o notație nu a devenit tradițională. Birss [22] pentru a exprima magnetostricțiunea, definește 5 coeficienți R_i. Bozorth [24] introduce 4 coeficienți de magnetostricțiune λ_A, λ_B, λ_C și λ_D, în timp ce Mason [25] definește 9 constante, notate prin $A, B, \ldots, I$. Callen și Callen [3, 20, 26] dezvoltă un model fenomenologic plecînd de la teoria grupurilor. Coeficienții de magnetostricțiune astfel introduși reflectă mai bine simetria cristalului. Notații asemănătoare folosește și Lacheisserie [21]. Relațiile de transformare între coeficienții de magnetostricțiune definiți de diferiți autori au fost recent sintetizate [21].

XII.2.3. Energia elastică

Să notăm prin u, v și w componentele *vectorului de deplasare* ce caracterizează deformația unui cristal. În mod obișnuit, folosind aproximația liniară a elasticității, deformația locală a unui cristal este descrisă prin parametrii deformației ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{zz}, ε_{yz}, ε_{zx} și ε_{xy}

$$\varepsilon_{xx} = \partial u/\partial x, \quad \varepsilon_{yy} = \partial v/\partial y, \quad \varepsilon_{zz} = \partial w/\partial z, \qquad \text{(XII.2.23)}$$

$$\varepsilon_{yz} = \partial v/\partial z + \partial w/\partial y, \quad \varepsilon_{zx} = \partial w/\partial x + \partial u/\partial z, \quad \varepsilon_{xy} = \partial u/\partial y + \partial v/\partial x.$$

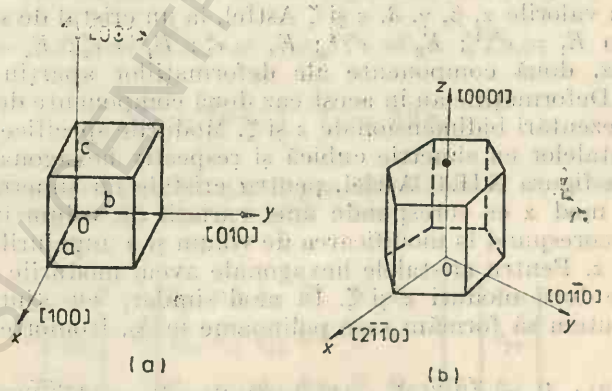


Fig. XII.3. — Modul de definire a axelor de referință în cazul unui monocristal cu simetrie cubică (a) și respectiv hexagonală (b).

Prezentăm în figura XII.3 modul de definire a axelor de referință în cazul unui cristal avînd simetria cubică și respectiv hexagonală.

Variația relativă a lungimii probei, după o axă cristalografică determinată de cosinușii directori β_1, β_2, β_3 are forma

$$\delta l/l = \sum_{i<j} \varepsilon_{ij}\beta_i\beta_j. \qquad \text{(XII.2.24)}$$

Lacheisserie [21] evidențiază că valorile ε_{ij} nu sînt componentele tensoriale ale deformațiilor. Notînd prin e_{ij} componentele tensoriale, acestea pot fi exprimate cu ajutorul valorilor ε_{ij}, prin

$$\underset{i\neq j}{e_{ij}} = (1/2)\,\varepsilon_{ij}, \qquad e_{ii} = \varepsilon_{ii}. \qquad \text{(XII.2.25)}$$

Să notăm prin $\mathcal{G}$ grupul punctual al cristalului. Acesta se obține înlocuind toate operațiile de translație, în grupul spațial al cristalului, prin operația identitate. Magnetostricțiunea macroscopică are simetria completă a acestui grup. Cu ajutorul componentelor ε_{ij} (sau e_{ij}) se pot forma astfel șase combinații liniare, care la operațiile lui $\mathcal{G}$, se transformă una în alta și deci generează o reprezentare 6-dimensională a lui $\mathcal{G}$. În cele ce urmează, pentru scrierea combinațiilor liniare ale deformațiilor, vom adopta convenția de normare propusă de Lacheisserie [21], ce diferă ușor de cea dată de Callen și Callen, avînd avantajul însă de a putea exprima ecuațiile ce descriu energia elastică într-o formă mai simetrică:

$$E_1 = (1/\sqrt{3})(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}); \quad E_2 = \sqrt{2/3}(e_{zz} - (e_{xx} + e_{yy})/2);$$

$$E_3 = (1/\sqrt{2})(e_{xx} - e_{yy}); \quad E_4 = \sqrt{2}\, e_{xy}; \quad E_5 = \sqrt{2}\, e_{xz}; \quad E_6 = \sqrt{2}\, e_{yz}. \qquad \text{(XII.2.26)}$$

În cazul cristalelor avînd simetria cubică cantitățile definite prin relațiile (XII.2.26) aparțin la trei reprezentări ireductibile ale grupului O_h. Folosind notațiile lui Bethe [27] acestea sînt $\Gamma_1(\alpha)$; $\Gamma_3(\gamma)$ și $\Gamma_5(\varepsilon)$. Astfel $E_1 = e^{\alpha}$; $E_2 = e_1^{\gamma}$; $E_3 = e_2^{\gamma}$ $E_4 = e_1^{\varepsilon}$; $E_5 = e_2^{\varepsilon}$ și $E_6 = e_3^{\varepsilon}$.

Pentru cristalele avînd simetrie mai joasă, cantitățile E_i vor fi notate prin $e_i^{\mu,j}$ și aparțin la șase reprezentări ireductibile $\Gamma_i (i = 1, 2, \ldots, 6)$. Indicele μ ia valorile α, β, γ, δ, ε și ζ Astfel, la un cristal de simetrie hexagonală avem $E_1 = e^{\alpha,1}$; $E_2 = e^{\alpha,2}$; $E_3 = e_1^{\varepsilon}$; $E_4 = e_2^{\varepsilon}$; $E_5 = e_1^{\zeta}$; $E_6 = e_2^{\zeta}$. În acest caz, două componente ale deformațiilor aparțin reprezentării izotrope Γ_1. Deformațiile au în acest caz două componente deplin simetrice și două reprezentări bidimensionale ε și ζ. Modurile specifice de deformare în cazul cristalelor cu simetrie cubică și respectiv hexagonală sînt redate schematic în figura XII.4. Astfel, pentru cristale cu simetrie cubică evidențiem un mod α ce corespunde unei variații de volum izotrope, două moduri γ ce corespund la modificarea de volum și a unghiurilor și 3 moduri de forfecare ε. Pentru cristalele hexagonale avem modurile de deformare α_1, α_2 și cîte două moduri ε și ζ. În mod similar, cu ajutorul relațiilor (XII.2.26) putem să formăm șase polinoame în β_i, izomorfe cu E_i [21]:

$$B_1 = (1/3); \; B_2 = \sqrt{2/3}(\beta_3^2 - (\beta_1^2 + \beta_2^2)/2); \; B_3 = (1/\sqrt{2})(\beta_1^2 - \beta_2^2);$$

$$B_4 = \sqrt{2}\beta_1\beta_2; \; B_5 = \sqrt{2}\beta_1\beta_3; \; B_6 = \sqrt{2}\beta_2\beta_3, \qquad \text{(XII.2.27)}$$

iar $\sum_i \beta_i^2 = 1$.

În acest caz, modificarea lungimii cristalului este

$$\delta l/l = \sum_i E_i B_i. \qquad \text{(XII.2.28)}$$

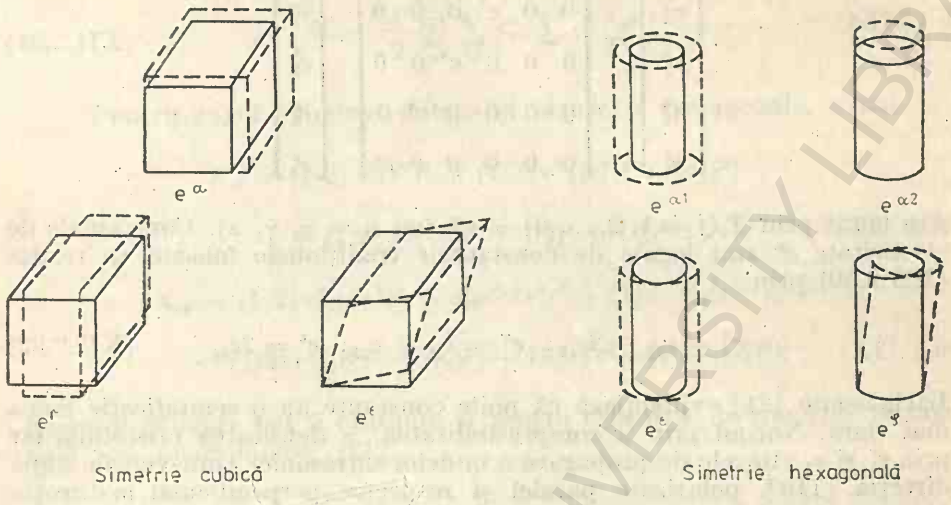


Fig. XII.4. — Modurile magnetostricţiunii pentru cristale cu simetrie cubică şi, respectiv, hexagonală.

Cu ajutorul componentelor tensorului tensiunilor σ se pot forma şase combinaţii liniare σ_{ij} care sînt izomorfe cu E_i

$$T_1 = (1/\sqrt{3})(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}); \quad T_2 = \sqrt{2/3}(\sigma_{zz} - (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})/2);$$

$$T_3 = (1/\sqrt{2})(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}); \quad T_4 = \sqrt{2}\,\sigma_{xy};$$

$$T_5 = \sqrt{2}\,\sigma_{xz}; \quad T_6 = \sqrt{2}\,\sigma_{yz}. \qquad \text{(XII.2.29)}$$

Folosind aceste combinaţii, legea lui Hooke $\sigma = c e$ se poate scrie într-o formă diagonală. Dacă iniţial avem:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2c_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e_{xx} \\ e_{yy} \\ e_{zz} \\ e_{yz} \\ e_{zx} \\ e_{xy} \end{bmatrix}, \qquad \text{(XII.2.30)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

cu ajutorul relațiilor (XII.2.26) și (XII.2.29) această relație poate fi diagonalizată :

$$\begin{bmatrix} \sigma^{\alpha} \\ \sigma_1^{\gamma} \\ \sigma_2^{\gamma} \\ \sigma_1^{\varepsilon} \\ \sigma_2^{\varepsilon} \\ \sigma_3^{\varepsilon} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c^{\alpha} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^{\gamma} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c^{\gamma} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^{\varepsilon} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^{\varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^{\varepsilon} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{\alpha} \\ e_1^{\gamma} \\ e_2^{\gamma} \\ e_1^{\varepsilon} \\ e_2^{\varepsilon} \\ e_3^{\varepsilon} \end{bmatrix}. \qquad \text{(XII.2.31)}$$

Am notat prin $T_j (j = 1, 2, \ldots, 6) = \sigma_i^{\mu}$ (cu $\mu = \alpha, \gamma, \varepsilon$). Constantele de elasticitate c^{μ} sînt legate de constantele tradiționale folosite în relația (XII.2.30) prin

$$c^{\alpha} = c_{11} + 2c_{12}; \quad c^{\gamma} = c_{11} - c_{12}; \quad c^{\varepsilon} = 2c_{44} \qquad \text{(XII.2.32)}$$

Lacheisserie [21] evidențiază că noile constante au o semnificație fizică mai clară. Notînd prin $\varkappa$ compresibilitatea, ρ densitatea cristalului iar prin v_l' și v_t vitezele de propagare a undelor ultrasonice transversale după direcția [110], polarizate paralel și respectiv perpendicular la direcția [001] avem

$$c^{\alpha} = 3\varkappa^{-1}; \quad c^{\gamma} = 2\rho(v_l')^2; \quad c^{\varepsilon} = 2\rho(v_t)^2 \qquad \text{(XII.2.33)}$$

Pentru cristale hexagonale, cu ajutorul formalismului introdus mai sus, legea lui Hooke se poate scrie :

$$\begin{bmatrix} \sigma^{\alpha,1} \\ \sigma^{\alpha,2} \\ \sigma_1^{\varepsilon} \\ \sigma_2^{\varepsilon} \\ \sigma_1^{\zeta} \\ \sigma_3^{\zeta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11}^{\alpha} & c_{12}^{\alpha} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^{\alpha} & c_{22}^{\alpha} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c^{\varepsilon} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^{\varepsilon} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^{\zeta} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^{\zeta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{\alpha,1} \\ e^{\alpha,2} \\ e_1^{\varepsilon} \\ e_2^{\varepsilon} \\ e_1^{\zeta} \\ e_2^{\zeta} \end{bmatrix}, \qquad \text{(XII.2.34)}$$

unde

$$c_{11}^{\alpha} = (1/3)(2c_{11} + 2c_{12} + 4c_{13} + c_{33});$$

$$c_{12}^{\alpha} = -(\sqrt{2}/3)(c_{11} + c_{12} - c_{13} - c_{33});$$

$$c_{22}^{\alpha} = (1/3)(c_{11} + c_{12} - 4c_{13} + 2c_{33}); \quad c^{\varepsilon} = c_{11} - c_{12}; \quad c^{\zeta} = 2c_{44}. \qquad \text{(XII.2.35)}$$

Relația (XII.2.34) nu mai are o formă diagonală deoarece două componente ale deformațiilor aparțin reprezentării izotrope Γ_1. Acest fapt este de altfel caracteristic tuturor cristalelor ce au o simetrie mai joasă ca cea cubică.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Notații similare pentru a descrie magnetostricțiunea folosește Butzal [28] în analiza condițiilor de echilibru magnetoelastic a unui monocristal feromagnetic, de formă sferică, situat într-un cîmp magnetic uniform.

Hamiltonianul elastic $\mathcal{H}_e$ are forma generală [3]

$$\mathcal{H}_e = \frac{1}{2} \sum_{\mu} \sum_{ij} c_{ij}^{\mu} \sum e^{\mu,i} e^{\mu,j}. \qquad \text{(XII.2.36)}$$

Pentru cazul simetriei cubice și respectiv hexagonale, avem

$$\mathcal{H}_{ec} = (1/2)\, c^{\alpha}(e^{\alpha})^2 + (1/2)\, c^{\gamma}[(e_1^{\gamma})^2 + (e_2^{\gamma})^2] +$$

$$+ (1/2)\, c^{\varepsilon}[(e_1^{\varepsilon})^2 + (e_2^{\varepsilon})^2 + (e_3^{\varepsilon})^2]; \qquad \text{(XII.2.37)}$$

$$\mathcal{H}_{ch} = (1/2)\, c_{11}^{\alpha}(e^{\alpha,1})^2 + c_{12}^{\alpha} e^{\alpha,1} e^{\alpha,2} + (1/2)\, c_{22}^{\alpha}(e^{\alpha,2})^2 +$$

$$+ (1/2)\, c^{\varepsilon}[(e_1^{\varepsilon})^2 + (e_2^{\varepsilon})^2] + (1/2)\, c^{\zeta}[(e_1^{\zeta})^2 + (e_3^{\zeta})^2]. \qquad \text{(XII.2.38)}$$

Expresii similare pot fi obținute și pentru cristalele de simetrie tetragonală sau ortorombică [21].

XII.3. Modele microscopice ale anizotropiei

Din punct de vedere istoric, cercetările teoretice considerînd un punct de vedere atomic al anizotropiei magnetice au fost abordate în jurul anilor 1930. Cea mai importantă este cea a lui Van-Vleck [29]. Dezvoltările ulterioare ale teoriei anizotropiei magnetice în cristale ionice se bazează în mare măsură pe argumentele acestuia [30]. În același timp se dezvoltă modele, care analizează anizotropia metalelor și aliajelor acestora plecînd de la un model de bandă. Lucrări de sinteză privind anizotropia magnetică au fost publicate de Kanamori [31], Yosida [32] și Darby și Isaac [33]. În cele ce urmează vom analiza modelul unui ion și respectiv modelele pereche ale anizotropiei, cît și anizotropia în modelul de bandă.

XII.3.1. Modelul unui ion al anizotropiei

Într-un cristal, unde există momente magnetice localizate pe ioni (izolatori) stările cuantice pot fi caracterizate, în absența oricăror interacții, în aproximația Russel-Saunders, prin trei numere cuantice (bune), ce corespund operatorilor momentului cinetic $\mathbf{L}$, $\mathbf{S}$ și $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Interacțiile de schimb cuplează spinii $\mathbf{S}_i$ și $\mathbf{S}_j$ ai ionilor vecini i și j și în majoritatea cazurilor aceste interacții pot fi considerate izotrope. În acest caz anizotropia magnetică rezultă din interacția Coulomb a distribuției sarcinii electronice cu cîmpul electrostatic cristalin.

În absența cîmpului magnetic, energiile unui ion sînt minime, pentru anumite orientări particulare ale „norului" electronic în raport cu

cîmpul electrostatic cristalin în care se află acest ion. Ca urmare a cuplajului spin-orbită, spinii vor avea anumite direcţii preferate faţă de axele cristalografice, definind direcţiile de uşoară magnetizare. Dacă spinii sînt rotiţi printr-un unghi θ, faţă de axa de uşoară magnetizare, consecinţă a aplicării unui cîmp magnetic extern, „norul" de sarcină electronic este distorsionat şi deci energia electrostatică a ionului va creşte cu $\epsilon_i(\theta)$. Pentru un sistem de spini ce nu interacţionează şi ale căror direcţii sînt determinate de cosinuşii directori (α_a, α_b, α_c), energia liberă pe volumul unitate este [33]

$$\epsilon(\alpha_a, \alpha_b, \alpha_c) = -\frac{k_B T}{n} \sum_j \ln \sum_i \exp\left[\frac{-\epsilon_i(\theta_j)}{k_B T}\right]. \qquad \text{(XII.3.1)}$$

Am notat prin n numărul de poziţii magnetice neechivalente iar θ_j este unghiul pe care îl face spinul aflat în poziţia j cu axa locală.

Prin compararea relaţiei (XII.3.1) cu expresia fenomenologică a energiei de anizotropie, se pot determina, în principiu, constantele de anizotropie.

Să considerăm hamiltonianul $\mathcal{H}$ ce descrie comportarea unui ion. Acesta este dat de

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{ion} + \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_{SL} + \mathcal{H}_z. \qquad \text{(XII.3.2)}$$

Am notat prin $\mathcal{H}_{ion}$, hamiltonianul ionului izolat, $\mathcal{H}_e$ hamiltonianul cîmpului electrostatic cristalin, $\mathcal{H}_s$ hamiltonianul interacţiei de schimb a ionului cu vecinii. În aproximaţia cîmpului molecular acesta are forma $\mathcal{H}_s = g\mu_0\mu_B\mathbf{H}_m\mathbf{S}$, unde $\mathbf{H}_m$ este cîmpul molecular, $\mathcal{H}_{SL}$ hamiltonianul corespunzător cuplajului spin-orbită iar $\mathcal{H}_z$ este hamiltonianul Zeeman.

Pentru determinarea stării fundamentale a ionului este necesar a calcula nivelele de energie. Rezolvarea problemei depinde de mărimea relativă a termenilor hamiltonianului (XII.3.2). Vom considera două cazuri de interes pentru analiza de faţă (vezi capitolul IV): (a) $\mathcal{H}_{ion} \gg \mathcal{H}_c > \mathcal{H}_{SL}$, în acest caz avem un *cîmp cristalin intermediar*. Această situaţie caracterizează ionii metalelor de tranziţie $3d$; (b) $\mathcal{H}_{ion} > \mathcal{H}_{SL} > \mathcal{H}_c$, cazul cînd *interacţia spin-orbită este puternică*. Această situaţie caracterizează ionii elementelor de tranziţie $4f$.

În cele ce urmează vom analiza anizotropia ionilor la care starea fundamentală este un singlet şi respectiv un triplet, starea ionului fiind descrisă de hamiltonianul (XII.3.2) în condiţia (a) şi respectiv cea a pămînturilor rare, mărimea relativă a termenilor hamiltonianului fiind dată de cerinţa (b).

XII.3.1.1. *Ioni cu starea fundamentală singlet*

În acest caz, toate stările unui ion au aceleaşi valori L şi S, diferind prin M_L şi M_S. Cîmpul cristalin ridică degenerarea de ordinul $(2S + 1)$.

Pentru ionii aflaţi în starea S, anizotropia (mică) poate fi justificată admiţînd ca stările excitate, mai înalte, cu $L = 0$ ale ionului liber sînt amestecate cu starea fundamentală, în adiţie la mecanisme implicînd doi ioni.

Pentru celelalte situaţii ce implică o stare de singlet a ionului problema anizotropiei poate fi analizată folosind conceptul de hamiltonian de spin [34]. Vom considera cuplajul spin-orbită ca o perturbaţie la despicările cîmpului cristalin. În acest caz, hamiltonianul pentru un spin S arbitrar, incluzînd termenii în $\lambda^2 H^2$ şi λH este dat de relaţia (IV.7.27).

Termenul de forma $\lambda^2 S_\mu A_{\mu\nu} S_\nu$ este responsabil pentru deplasarea nivelelor multipletului de spin, în absenţa cîmpului extern, sub influenţa cuplajului spin-orbită şi deci contribuie la anizotropie. Expresia $\lambda^2 S_\mu A_{\mu\nu} S_\nu$ este în general complicată. Dacă vecinătatea ionului admite o axă de simetrie de ordinul 3,4 sau 6 se obţine o expresie de forma (IV.7.34). Primul termen din relaţia (IV.7.34) descrie o deplasare constantă a nivelelor multipletului de spin, în timp ce termenul al doilea descrie despicarea acestor nivele.

Să alegem axa cu cuantificare după direcţia cîmpului molecular H_m. În acest caz relaţia $\mathcal{H}_{SL}^{(2)} = D[S_z^2 - (1/3)\, S(S+1)]$ poate fi scrisă în funcţie de componentele S_1, S_2, S_3 ale spinului, după axele x_1, x_2, x_3, în care x_3 coincide cu direcţia α a lui $\mathbf{H}_m$. Astfel, avem [33]

$$\mathcal{H}_{SL}^{(2)} = D[S_3^2 - (S_3^2 - S_1^2)\sin^2\theta - (1/3)\, S(S+1)]. \qquad \text{(XII.3.3)}$$

La 0K, la energia liberă a sistemului, contribuie numai starea fundamentală, deci $M_S \propto S_3 = S$. Dependenţa de orientare a energiei de anizotropie, în aproximaţia de ordinul unu este dată de

$$\langle M_S | \mathcal{H}_{SL}^{(2)} | M_S \rangle =$$

$$= D[M_S^2 - \langle M_S | S_3^2 - S_1^2 | M_S \rangle \sin^2\theta - (1/3)\, S(S+1)] \qquad \text{(XII.3.4)}$$

Coeficientul lui $\sin^2\theta$, poate fi identificat astfel ca constanta de anizotropie $K_1(0)$. Pentru un sistem format din N ioni aceasta are forma

$$K_1(0) = -(1/2)\, DN[\langle M_s | 3S_3^2 - S(S+1) | M_s \rangle = -DNS(S-1/2). \qquad \text{(XII.3.5)}$$

Analizînd relaţia (IV.7.34) se vede că pentru $S = 1/2$ aceasta are aceeaşi expresie atît pentru $M_S = +1/2$ cît şi $M_S = -1/2$. O despicare în cîmp nul apare numai dacă $S \geqslant 1$. Constanta de anizotropie $K_1(0)$ este nulă pentru $S = 1/2$. În ordinul doi mai apare o corecţie la relaţia (XII.3.4) proporţională cu $D^2/g\mu_0\mu_B H_m$. Aceasta nu pare însă a contribui la valorile $K_1(0)$ [31]. Luînd în considerare contribuţia nivelelor mai înalte şi mediind, se poate determina şi dependenţa de temperatură a constantei de anizotropie.

Pentru un *cîmp electrostatic cristalin de simetrie cubică*, energia în ordinul doi, în dezvoltarea în perturbaţii, este izotropă, anizotropia rezultînd în urma unui calcul de perturbaţii în ordinul patru. Astfel, avem

$$\mathcal{H}_{SLc}^{(4)} = (a/6)[S_\xi^4 + S_\eta^4 + S_\zeta^4 -$$

$$- (3/5)\, S^2(S+1)^2 + (1/5)\, S(S+1)], \qquad \text{(XII.3.6)}$$

unde $a \propto \lambda^4$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Adesea este necesar să se analizeze corecţia de ordinul patru pentru un cîmp cristalin de simetrie uniaxială. Acesta are forma [31]

$$\mathcal{H}^{(4)}_{SLu} = (F/180)\,[35S^4_\xi - 30S(S+1)S_\xi + 25\,S^2_\xi -$$

$$- 6S(S+1) + 3S^2(S+1)^2]. \qquad \text{(XII.3.7)}$$

Expresia de mai sus este un operator tensorial sferic care se transformă la o rotaţie a axelor de coordonate în acelaşi mod ca şi armonicele sferice de ordinul patru în direcţia axei ξ. Dacă $S \leqslant 3/2$, contribuţiile la anizotropie date de relaţiile (XII.3.6) şi (XII.3.7) se anulează, deoarece în acest caz S se reduce la o combinaţie liniară a lui S^2 şi a constantă ce compensează ceilalţi termeni ai hamiltonianului.

Dacă ionul se află în poziţii avînd simetria cubică distorsionată axial, hamiltonianul sistemului este

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_S + \mathcal{H}^{(2)}_{SL} + \mathcal{H}^{(4)}_{SLc} + \mathcal{H}^{(4)}_{SLu}. \qquad \text{(XII.3.8)}$$

Wolf [35] a calculat dependenţa de temperatură a constantei de anizotropie $K_1(T)$, plecînd de la hamiltonianul (XII.3.8). Acesta obţine o expresie de forma

$$K_1(T) = N(a + (7/2)\,F)\,r(y) + (D^2/k_BT)\,\gamma t(y). \qquad \text{(XII.3.9)}$$

Am notat prin γ o constantă ce depinde de simetria cristalină a ionului iar $y = \exp(-g\mu_0\mu_B H_m/k_BT)$. Funcţiile $r(y)$ şi $t(y)$ au fost calculate pentru diferite valori ale spinului şi ale magnetizării relative $M_r = M(T)/M(0)$. Rezultatele acestor calcule pentru $S = 3/2$ sînt redate în figura XII.5.

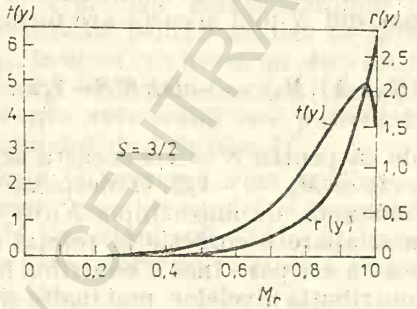


Fig. XII.5.— Dependenţa de magnetizarea redusă $M_r = M(T)/M(0)$ a funcţiilor $r(y)$ şi $t(y)$ pentru $S = 3/2$.

În afară de contribuţiile la anizotropie, analizate mai sus, interacţia dipolară între spinii electronilor aceluiaşi ion poate conduce la un cuplaj între **L** şi **S** şi deci la anizotropie. Interacţia spin-spin poate fi scrisă în forma [34]

$$\mathcal{H}_{SS} = -\rho[(\mathbf{LS})^2 + (1/2)(\mathbf{LS}) - (1/3)\,L(L+1)S(S+1)]. \qquad \text{(XII.3.10)}$$

Deşi această interacţie este mai mică decît energia cuplajului spin-orbită $\lambda\mathbf{LS}$, poate contribui la energia de anizotropie în calculul de perturbaţie, în ordin mai înalt. Astfel, dacă starea fundamentală este nedegenerată,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

iar perturbația în ordinul unu în $\mathcal{H}_{LS}$ este nulă, $\mathcal{H}_{SS}$, în ordinul unu dă naștere la o contribuție :

$$\mathcal{H}_{SS} = -\rho(\langle L_\xi^2\rangle_{med} S_\xi^2 + \langle L_\zeta^2\rangle_{med} S_\zeta^2 + \langle L_\eta^2\rangle_{med} S_\eta^2). \quad \text{(XII.3.11)}$$

Dacă „norul "de sarcină electronic are o simetrie mai scăzută ca cea cubică avem $\langle L_\xi^2\rangle_{med} \neq \langle L_\zeta^2\rangle_{med} \neq \langle L_\eta^2\rangle_{med}$ și deci rezultă o energie de anizotropie pentru spin. Constanta ρ include efecte de perturbație de ordinul doi ale cuplajului spin-orbită și este de ordinul a $2 \cdot 10^{-17}$Joule (1 cm^{-1}) [36].

XII.3.1.2. *Ioni cu starea fundamentală degenerată*

O contribuție specială la energia de anizotropie apare atunci cînd rămîne o degenerare orbitală a stării fundamentale ca în cazul multipleților Γ_4 sau Γ_5. Componentele momentului cinetic orbital **l**, în acest caz, sînt aceleași cu ale momentului cinetic pentru o stare orbitală **L**, exceptînd un factor de proporționalitate γ, $\mathbf{L} = \gamma\mathbf{l}$.

În prezența unui cîmp electrostatic cristalin de simetrie scăzută, γ este un tensor ce reflectă această simetrie. Spre exemplu dacă simetria este cubică distorsionată (deci apare o componentă mică de simetrie axială), nivelele de energie pot fi determinate din hamiltonianul de spin [32].

$$\mathcal{H}_{ef} = -\lambda[\gamma_\perp(l_x S_x + l_y S_y) + \gamma_\parallel l_z S_z] + D l_z^2 \equiv -\gamma\lambda l S + D S_z^2. \quad \text{(XII.3.12)}$$

Primul termen reprezintă cuplajul $L-S$, în timp ce termenul al doilea descrie contribuția unui cîmp electrostatic cristalin de simetrie uniaxială. Pentru simplitate, în relația (XII.3.12) am omis termenul în perturbații, în ordinul doi, cît și de ordin mai înalt în cuplajul $L-S$.

Dacă interacția spin-orbită este mare comparativ cu distorsiunea cîmpului cristalin, aceasta cuplează **l** și **S**, momentul cinetic efectiv total $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{S}$, luînd valorile $|S+1|$, S și $|S-1|$. În absența distorsiunii, interacția spin-orbită este dată de $\gamma\lambda\mathbf{l}\mathbf{S}$ și în ordinul unu, starea fundamentală inițial degenerată de $(2l+1)(2S+1)$ ori se despică în trei nivele caracterizate prin trei valori ale lui j. Distorsiunea datorată cîmpului electrostatic cristalin poate să ridice parțial degenerarea rămasă.

Slonczewski [37] a analizat anizotropia ridicată a ionilor Co^{2+} în spinelii $Fe_{3-x}Co_xO_4$ [38]. În acest caz se admite că interacția de schimb este mai mică decît contribuția cîmpului electrostatic electrostatic cristalin de simetrie uniaxială, aceasta fiind însă puternică comparativ cu cuplajul $L-S$, presupunere ce este satisfăcută în ferite. Nivelul fundamental triplet este descompus într-un singlet și un dublet, acesta avînd energia mai mică. Cîmpul electrostatic cristalin în care se află ionii de cobalt situați în pozițiile B, este puternic distorsionat trigonal și ca atare despicările sînt mai mari decît interacția de schimb și respectiv mult mai mari ca interacția spin-orbită. Ca urmare a prezenței acestor despicări mari, hamiltonianul efectiv pentru ionul Co^{2+}, în aproximația de ordinul unu, este $\mathcal{H}_{ef} = -\lambda\gamma_\parallel l_z S \cos\theta$. Am notat prin θ unghiul între direcția spinului și axa trigonală ; l_z poate lua valorile ± 1. Ca urmare energia de anizotropie, proporțională cu λ, este foarte mare. Considerarea numai a pertur-

baţiei în ordinul unu pare a nu fi suficientă [39], anizotropia prezisă în această aproximaţie fiind prea mare, la temperaturi scăzute.

Dacă interacţia de schimb este mai mică decît intensitatea cuplajului spin-orbită, ca de exemplu la ionul Co^{2+} în $CoCl_2$, $CoCl_2 \cdot 2H_2O$, CoF_2 [40] şi săruri Tutton ale cobaltului [41], trebuie considerată starea fundamentală pentru hamiltonianul (XII.3.12). Deoarece acest hamiltonian comută cu $j_z = l_z + S_z$, starea proprie este specificată prin j_z. Pentru ionul $Co^{2+}(\lambda < 0,\ S = 3/2)$ nivelul $j_z = \pm 1/2$ este cel mai de jos, independent de semnul lui D. Neglijînd dubleţii Kramers superiori (ce au energiile cu un ordin de mărime mai mari ca λ şi D), starea fundamentală a dubletului poate fi descrisă printr-un spin efectiv de mărime 1/2. Spinul iniţial, este proiectat pe acest subspaţiu $S_{x,y} = \eta_\perp s_{x,y}$ şi $S_z = \eta_\parallel s_z$. Ca urmare, interacţia de schimb, iniţial izotropă, devine anizotropă şi poate fi descrisă prin hamiltonianul

$$\mathcal{H}_{is} = -2\mathcal{J}[\eta_\perp^2(s_{ix}s_{jx} + s_{iy}s_{jy}) + \eta_\parallel^2 s_{iz}s_{jz}]. \qquad \text{(XII.3.13)}$$

Dacă D este negativ şi mare comparativ cu λ, $|\eta_\perp|$ devine foarte mic faţă de $|\eta_\parallel|$ şi hamiltonianul sistemului de spini poate fi aproximat prin hamiltonianul Ising. Astfel de exemple avem în cazul $CoCl_2 \cdot 2H_2O$ [42] şi $CoBr_2 \cdot 2H_2O$ [43]. Dacă D este pozitiv $|\eta_\parallel|$ este mai mic ca $|\eta_\perp|$, axa preferată a spinului este situată în planul c, ca de exemplu în $CoCl_2$ [44] şi $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ [45].

XII.3.1.3. *Ionii pamînturilor rare*

Un caz aparte îl prezintă ionii metalelor pămînturilor rare, unde cuplajul $L-S$ este mare comparativ cu cîmpul electrostatic cristalin. Momentul cinetic total $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$ este un număr cuantic bun. În general, energia de anizotropie în cazul ionilor pămînturilor rare este ridicată. Fac excepţie ionii Gd^{3+} şi Eu^{2+}, care se află în starea S.

Hamiltonianul anizotrop al unui ion este dat de potenţialul cîmpului electrostatic cristalin în subspaţiul celor $2J+1$ funcţii de bază. Pentru simetria hexagonală hamiltonianul cîmpului cristalin este dat de relaţia (IX.9.1), unde $B_2^0 = \alpha_J\langle r^2\rangle A_2^0$; $B_4^0 = \beta_J\langle r^4\rangle A_4^0$ etc. Am notat prin α_J, β_J coeficienţii caracteristici ionului pămînt rar [46], iar $\langle r^2\rangle$ şi $\langle r^4\rangle$ dau informaţii cu privire la extensia păturii $4f$.

Termenii anizotropi ai hamiltonianului (IX.9.1), la 0 K sînt

$$\epsilon_A = 2\alpha_J A_2^0\langle r^2\rangle J^2 P_2(\cos\theta) + 8\beta_J\langle r^4\rangle A_4^0 J^2 P_4(\cos\theta) +$$

$$+ 16\gamma_J A_6^0\langle r^6\rangle J^6 P_6(\cos\theta) + \gamma A_6^6\langle r^6\rangle J^6 \sin^6\theta \cos 6\varphi. \qquad \text{(XII.3.14)}$$

Prin compararea relaţiei (XII.3.14) cu expresia fenomenologică (XII.2.11) a energiei de anizotropie, pot fi identificaţi coeficienţii de anizotropie k_2, k_4, k_6, ... etc. Valorile prezise pentru k_l sînt tabelate [47].

Parametrii B_2^0, B_4^0 şi B_6^0 care caracterizează anizotropia uniaxială, implică, aşa cum se vede din tabelul IX.4 o orientare preferenţială a momentelor magnetice ale metalelor pămînturi rare, comparativ cu axa c [48]. Constanta B_6^6 este asociată cu anizotropia în planul de bază, mo-

mentele putînd să fie, fie paralele cu axa **a**, fie fac un unghi de 30° cu aceasta. Să vedem cum se reflectă anizotropia în structura magnetică a metalelor pămînturi rare. Aceasta face ca în apropiere de temperatura de ordine, direcția momentelor magnetice pentru Tb, Dy, Ho să fie în planul de bază (perpendicular pe axa **c**), în timp ce pentru Er și Tm să fie paralele la axa **c**. La temperaturi mai scăzute, termenii de ordin superior devin importanți, aceștia fiind responsabili pentru structurile magnetice de tip conic observate la Ho și Er. Direcția momentelor magnetice la Tb și Dy, este determinată de termenul B_6^6, fiind astfel situate în planul de bază.

Modelul analizat descrie, în general, bine anizotropia magnetică a metalelor pămînturi rare [49], în planul de bază, cît și coeficienții de anizotropie k_2^0. În dezvoltarea în armonice sferice modelul prezice un semn în discordanță cu datele experimentale pentru k_4^0 în Tb [50] sau aliajele diluate ale Tb și Er în Gd [51]. Dezvoltările ulterioare ale modelului discutat [52, 53] nu par a afecta discrepanțele în semnul lui k_4^0. În cadrul unei teorii a anizotropiei magnetice în care se iau în considerare și electronii de conducție, Eagles [54] discută valorile, la temperaturi joase, ale coeficienților de anizotropie k_2^0 și k_4^0 în Tb, Dy, Ho, Er și Tm. În acest model, anizotropia magnetică se datorește efectului cumulativ al (1) cîmpurilor electrostatice cristaline ce acționează asupra electronilor $5d$ și $4f$, și (2) anizotropia asociată cu lărgimile benzilor $5d$. Anizotropia lărgimii benzii dă o contribuție semnificativă la k_4^0, de semn opus aceleia a cîmpului electrostatic cristalin și mai mare ca ultima în Tb și Er.

Bowden [55] analizînd coeficienții de anizotropie magnetocristalină, în ordinul doi, în hamiltonianul cîmpului cristalin al unui ion, sugerează pe baza modelului Callen și Callen [3] că semnul pozitiv neașteptat a lui $k_4^0(T)$ în terbiu se datorește termenului de perturbație de ordinul doi $(B_2^0 O_2^0)^2$.

XII.3.2. Modelul pereche al anizotropiei

Modelul pereche al anizotropiei magnetice a fost formulat de Van Vleck [29]. Acesta presupune că energia unei perechi de momente magnetice este dependentă de direcția momentului în raport cu axa de legătură. Forma „norului" de sarcină electronic este dependentă de direcția spinului, prin cuplajul spin-orbită și ca atare interacția între cele două distribuții de sarcină va depinde de direcția spinilor (fig. XII.1). Lucrarea originală a lui Van-Vleck analizează anizotropia magnetică în metale considerînd orbitali localizați. Discuția a fost extinsă și la compuși ionici [30, 56—59].

Un operator în spațiul spinului (pentru $S = 1/2$) poate fi exprimat printr-o combinație liniară a lui S_x, S_y, S_z și a operatorului identitate I. Interacția dintre doi spini, în acest caz, are o formă biliniară. Van Vleck, pentru simplitate, presupune că interacția este invariantă la o rotație în jurul axei ce leagă cei doi spini. Interacția anizotropă poate fi exprimată prin [31]

$$\mathcal{H}_D = D_{ij}(2S_{iz}S_{jz} - S_{ix}S_{jx} - S_{iy}S_{jy}). \qquad \text{(XII.3.15)}$$

În acest caz, axa z coincide cu direcția de legătură a celor doi spini. Pentru $D_{ij} = g^2\mu_0\mu_B^2 R_{ij}^{-3}$, relația (XII.3.15) descrie o interacție dipolară. În

metale, D_{ij} este de aproximativ 10 ori mai mare ca interacţia dipolară magnetică între doi spini. Ca urmare, această interacţie a fost denumită *pseudodipolară*. În compuşii ionici, interacţia biliniară nu este în mod necesar invariantă la rotaţii, iar D_{ij} depinde de particularităţile sistemului analizat.

În cazul în care spinul S este mai mare ca 1/2, interacţia pseudodipolară (XII.3.15) reprezintă doar primul termen din dezvoltarea interacţiilor în puteri ale operatorilor de spin. Aceste interacţii au aceeaşi formă ca interacţiile multipol obişnuite, constanta de proporţionalitate fiind însă mai mare. Astfel, următorul termen va fi un tip de interacţie cuadrupol-cuadrupol, $\mathcal{H}_Q$, sau dipol-octopol. Interacţia cuadrupol-cuadrupol $\mathcal{H}_Q = \sum_{i<j} Q_{ij}(\mathbf{S}_i\mathbf{R}_{ij})^2(\mathbf{S}_j\mathbf{R}_{ij})^2$ este prezentă numai dacă $S \geqslant 1$, iar interacţia dipol-octopol pentru $S \geqslant 3/2$. Interacţiile cuadrupol-cuadrupol şi respectiv dipol-octopol pot da naştere la un termen anizotrop al energiei, în ordinul unu, în timp ce interacţia pseudodipolară contribuie la aceasta numai în ordinul doi.

Să considerăm doi ioni vecini 1 şi 2, ale căror stări fundamentale orbitale nu sînt degenerate, şi să introducem atît cuplajul L-S cît şi interacţia de schimb între aceşti ioni ca o perturbaţie la starea fundamentală. În ordinul doi al dezvoltării în perturbaţie, se obţine o sumă după perechea de ioni, a energiei de anizotropie a unui ion dată de contribuţia la anizotropie implicată în relaţia (IV.7.27) şi anume $\mathcal{H}'_A = -\lambda^2 \sum_{\mu,\nu} S_\mu A_{\mu\nu} S_\nu$. Aceasta nu include interacţia de schimb cît şi termenii liniari atît în λ cît şi în interacţia de schimb [32]

$$\mathcal{H}_D = -\lambda\left(\sum_{e_1} \frac{\langle f_1|\mathbf{L}_1\mathbf{S}_1|e_1\rangle\langle e_1 f_2|\mathcal{H}_s|f_1 f_2\rangle + \langle f_1 f_2|\mathcal{H}_s|e_1 f_2\rangle\langle e_1|\mathbf{L}_1\mathbf{S}_1|f_1\rangle}{\epsilon_{e_1} - \epsilon_{f_1}}\right) + \tag{XII.3.16}$$

+termenii în care indicii 1 şi 2 sînt interschimbaţi.

Luînd în considerare un hamiltonian de schimb de tip Heisenberg, $\mathcal{H}_s = -2\mathcal{J}\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2$, termenii din relaţia (XII.3.16) ce provin din elementele nediagonale ale interacţiei de schimb, în acord cu (IX.7.8), se pot scrie

$$\mathcal{H}_D = D(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2), \tag{XII.3.17}$$

unde

$$D = -2i\lambda\left[\sum_{e_1} \frac{\langle f_1|L_1|e_1\rangle}{\epsilon_{e_1} - \epsilon_{f_1}} \mathcal{J}(e_1 f_2, f_1 f_2) - \sum_{e_2} \frac{\langle f_2|L_2|e_2\rangle}{\epsilon_{e_2} - \epsilon_{f_2}} \mathcal{J}(f_1 e_2, f_1 f_2)\right].$$

Considerînd termenii perturbatori de ordinul doi, se evidenţiază şi un alt proces care include numai interacţia de schimb [32, 60]

$$\mathcal{H}_{DS} = -4\left(\sum_{e_1} \frac{\mathcal{J}^2(f_1 f_2, e_1 f_2)}{\epsilon_{e_1} - \epsilon_{f_1}} + \sum_{e_2} \frac{\mathcal{J}^2(f_1 f_2, f_1 e_2)}{\epsilon_{e_2} - \epsilon_{f_2}} + \right.$$

$$\left. + \sum_{e_1, e_2} \frac{\mathcal{J}^2(e_1 e_2, f_1 f_2)}{\epsilon_{e_1} + \epsilon_{e_2} - \epsilon_{f_1} - \epsilon_{f_2}}\right)(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2)^2. \tag{XII.3.18}$$

Coeficientul A al interacției bipătrate $A(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2)^2$ este totdeauna negativ, așa cum s-a evidențiat în cazul MnO [61].

Interacția pseudodipolară între doi spini $\mathcal{H}_{DP}$ apare în ordinul trei al perturbațiilor

$$\mathcal{H}_{DP} = \sum_{e_1, e_1'} \frac{\langle f_1 | \mathcal{H}_{LS} | e_1 \rangle \langle e_1 e_2 | \mathcal{H}_s | e_1' f_2 \rangle \langle e_1' | \mathcal{H}_{LS} | f_1 \rangle}{(\epsilon_{e_1} - \epsilon_{f_1})(\epsilon_{e_1'} - \epsilon_{f_1})} + \quad \text{(XII.3.19)}$$

+termenii în care indicii 1 și 2 sînt interschimbați.

Relația (XII.3.19) mai cuprinde și termeni în care $\mathcal{H}_{LS}$ și $\mathcal{H}_s$ sînt interschimbați. Această relație mai poate fi scrisă în forma

$$\mathcal{H}_{DP} = \sum_{\mu, \nu} [S_{1\mu} \Lambda_{\mu\nu}^{(1)} (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2) S_{1\nu} + S_{2\mu} \Lambda_{\mu\nu}^{(2)} (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2) S_{2\nu}] + \ldots \quad \text{(XII.3.20)}$$

unde

$$\Lambda_{\mu\nu} = 2\lambda^2 \sum_{e_1 e_1'} \frac{\langle f_1 | L_{1\mu} | e_1 \rangle \mathcal{J}(e_1 f_2, e_1' f_2) \langle e_1' | L_{1\nu} | f_1 \rangle}{(\epsilon_{e_1} - \epsilon_{f_1})(\epsilon_{e_1'} - \epsilon_{f_1})}. \quad \text{(XII.3.21)}$$

În general $\Lambda_{\mu\nu}$ este un tensor diferit de $A_{\mu\nu}$, ce condiționează anizotropia unui ion și respectiv anizotropia factorului de despicare spectroscopică. Chiar în prezența numai a elementelor diagonale în interacția de schimb (și totodată egale) $\Lambda_{\mu\nu}$ diferă de $A_{\mu\nu}$ ca urmare a puterii diferite la care se află energia, la numitor. Pentru un cîmp cristalin de simetrie cubică, $A_{\mu\nu}$ este izotrop. Prin considerarea interacției de schimb între perechea de spini, apare o componentă anizotropă a schimbului, ca urmare a faptului că $\mathcal{J}(e_1 f_2, e_1' f_2)$ depinde de e_1. Această interacție de schimb anizotropă constituie sursa principală a anizotropiei, de exemplu la $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ [58].

În ordine mai înalte ale analizei în perturbații apar termeni caracteristici interacțiilor pseudocuadrupolare. Acestea, în mod obișnuit sînt mai mici ca ceilalți termeni deja analizați și ca atare nu îi vom discuta.

Joenk [62], evaluează constanta de anizotropie $K_2(0)$ pentru un feromagnet cu simetria cubică considerînd interacțiile pseudodipolare și pseudocuadrupolare ca perturbații la un hamiltonian scris în aproximația cîmpului molecular. Calculele se particularizează pentru Fe, Co și Ni, determinîndu-se pentru aceste metale constantele de cuplaj pseudodipolare și pseudocuadrupolare.

Néel [63] *exprimă energia elementară de interacție între doi atomi situați* într-un cristal feromagnetic, în funcție de distanța între cei doi atomi, r, și unghiul φ pe care îl face magnetizarea spontană $\mathbf{M}$ cu direcția de legătură. Dezvoltînd în serie, aceasta poate fi scrisă

$$\epsilon(r, \varphi) = \sum_{n=0,1,2,3\ldots} g_n(r) P_{2n}(\cos \varphi), \quad \text{(XII.3.22)}$$

unde P_{2n} sînt polinoame Legendre de ordinul $2n$ iar $g_n(r)$ este o funcție ce depinde de r. Funcția $g_n(r)$ conține termeni ce corespund cuplajului magnetic dipolar și respectiv termeni legați probabil de cuplajul spin-orbită. Néel admite că importanța acestor termeni descrește pronunțat cu distanța și ca atare este suficient a considera doar interacțiile cu atomii vecini.

Notînd prin r_0 distanţa care separă doi atomi vecini în cristalul nedeformat, iar $r = r_0 + \delta r$, energia elementară $\epsilon(r, \varphi)$ are forma

$$\epsilon(r, \varphi) = g + h\delta r + (l + m\delta r)(\cos^2\varphi - (1/3)) +$$

$$+ (q + s\delta r)(\cos^4\varphi - (6/7)\cos^2\varphi + (3/35)) +$$

$$+ (t + u\delta r)(\cos^6\varphi - (15/11)\cos^4\varphi + (5/11)\cos^2\varphi - (5/231)), \quad \text{(XII.3.23)}$$

unde h, l, m şi q sînt coeficienţi ce depind de r_0.

Néel distinge anizotropia „liberă", în care reţeaua cristalină este liberă să se deformeze (ce corespunde condiţiilor experimentale normale), de anizotropia la „dimensiune constantă" în care se impune reţelei o dimensiune constantă, deci $\delta r = 0$. Diferenţele între cele două moduri de a defini anizotropia sînt relativ mici.

Pentru a determina anizotropia la „dimensiune constantă" se calculează valoarea medie a energiei dată de relaţia (XII.3.23), pentru toate orientările posibile ale legăturilor în reţeaua cristalină considerată. Pentru cazul particular al structurilor cubice $\langle\cos^2\varphi\rangle = 1/3$ şi deci termenul în l se anulează.

Constanta de anizotropie se obţine multiplicînd valoarea medie a energiei ϵ prin numărul de legături pe unitatea de volum $nN_a(2v)^{-1}$. Am notat prin n numărul de vecini apropiaţi, N_a este numărul lui Avogadro, iar v este volumul atomic. Ţinînd seama de valoarea $\langle\cos^4\varphi\rangle$ şi limitîndu-ne la termenii în ordinul patru, se obţine

$$\epsilon_a = K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) \text{ cu } K = CN_a q v^{-1}. \quad \text{(XII.3.24)}$$

Coeficientul q este definit prin relaţia (XII.3.23) iar C este o constantă numerică ce are valoarea 0 pentru o substanţă izotropă, 1 pentru o reţea cvc şi respectiv 2 pentru o reţea cs.

XII.3.3. Anizotropia în modelul de bandă

Modelele analizate mai sus pleacă de la ipoteza că momentele magnetice ale ionilor sînt bine localizate. Această situaţie nu este însă întrutotul caracteristică metalelor şi aliajelor feromagnetice, unde de multe ori datele experimentale pledează pentru un model de bandă în caracterizarea comportării lor magnetice.

Modelele de bandă elaborate au avut în vedere să justifice dependenţa de temperatură a constantei de anizotropie a metalelor de tranziţie $3d$ şi în special a nichelului. În figura XII. 6 redăm valorile K_1 pentru nichel, obţinute de diferiţi autori [14, 15, 64—67]. Se constată o schimbare de semn a lui K_1 acesta trecînd de la valori negative la pozitive, în jurul temperaturii de 470 K (0,75 T_c); are un maxim la 510 K şi descreşte apoi monoton pînă la zero, la temperatura Curie. Diferenţele în datele obţinute de autori par datorate conţinutului de impurităţi în probe ce chiar la concentraţii mai mici pot afecta valorile K_1. Se evidenţiază o împrăştiere mai mare a valorilor constantelor de anizotropie K_2 şi K_3 ale nichelului [14, 64—69]. În aceste situaţii în afară de conţinutul de impurităţi, valorile K_2 şi

K_3 pot fi afectate de modul de analiză a curbelor experimentale cît şi de lipsa de coincidenţă a planului (111)-cu planul în care se roteşte cîmpul magnetic. Ca atare, în analiza modelelor de bandă ale anizotropiei vom urmări în special modul cum acestea descriu dependenţa de temperatură a lui K_1.

O teorie a anizotropiei magnetice, ce pleacă de la un model de bandă a fost dezvoltată de Brooks [70] şi a fost utilizată de acesta, Flet-

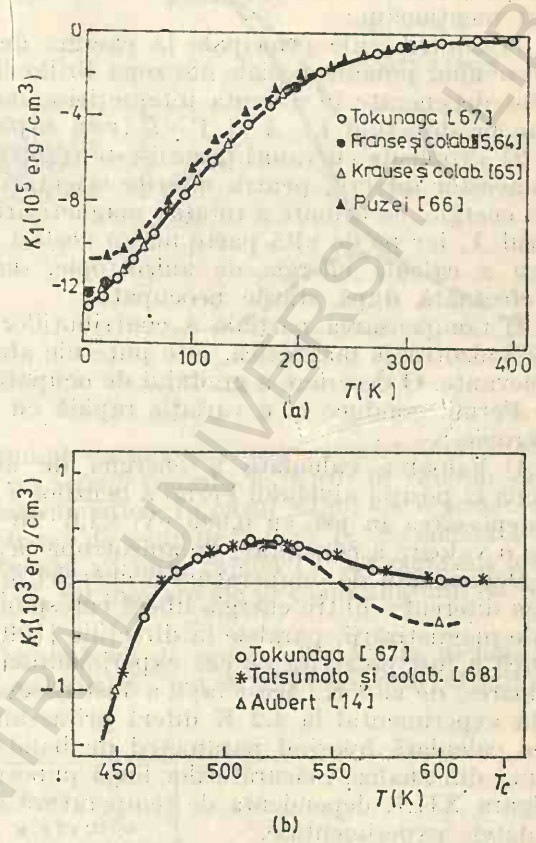


Fig. XII.6. — Dependenţa de temperatură a constantei de anizotropie K_1 la nichel (a). În (b) se redă la o scară mărită comportarea evidenţiată în regiunea de temperatură 450 K < T < T_c.

cher [71], Asdente şi Delitala [72], Furey [73] şi Mori [74] pentru a calcula energia de anizotropie a nichelului şi fierului. În acest model, interacţia spin-orbită este analizată ca o perturbaţie mică pentru energia corespunzătoare structurii benzii feromagnetice. Astfel, deplasarea energiei benzilor poate fi calculată folosind metode de perturbaţie. Pentru a obţine o contribuţie diferită de zero la energia de anizotropie, trebuie efectuate calculele pînă în ordinul patru. Un calcul de perturbaţie în care contribuţiile la energia de anizotropie se presupun că provin din stările energetice situate într-o porţiune mare a zonei Brillouin pare să nu conducă la o descriere corespunzătoare a datelor experimentale pentru nichel. Furey [73] rezolvă această problemă, identificînd energia de anizotropie a nichelului cu deplasările de energie doar pentru cîteva benzi situate într-o regiune restrînsă a zonei. Aceste benzi aflate în apropiere de nivelul Fermi sînt degenerate în absenţa interacţiei spin-orbită.

O sinteză a modelelor teoretice ce descriu anizotropia magnetică a Fe sau Ni a fost prezentată de Franse [75]. Spațiul limitat nu ne permite să trecem în revistă toate particularitățile acestor modele, în cele ce urmează limitîndu-ne în principal la expunerea rezultatelor obținute de Furey [73] și Mori [74, 76—78].

Furey a analizat problema anizotropiei nichelului folosind forme mai realiste ale benzilor de energie [79], luînd în considerare totodată hibridizarea între benzile $3d$ și benzile de conducție. Printre concluziile acestui studiu menționăm:

1) Contribuțiile principale la energia de anizotropie magnetică se datoresc unor puncte speciale din zona Brillouin ale căror benzi de energie sînt degenerate în absența interacției spin-orbită. Aceste puncte sînt situate pe direcțiile $\Gamma-X$ și $\Gamma-L$ (vezi capitolul VI);

2) Problema cu valori proprii este rezolvată, în spațiul k, în vecinătatea acestor direcții, pentru diferite orientări ale magnetizării. Deplasările în energie, ca urmare a rotației magnetizării, par să fie mai mari lîngă punctul X, iar pe de altă parte nu au același semn pentru toate benzile. Pentru a calcula energia de anizotropie, sumarea deplasărilor energiei este efectuată după stările neocupate.

3) Compensarea parțială a contribuțiilor diferitelor benzi, la energia de anizotropie magnetică, este puternic afectată, prin ocuparea stărilor relevante. O descriere a gradului de ocupare folosind funcția de distribuție Fermi, conduce la o variație rapidă cu temperatura a energiei de anizotropie.

4) Valoarea calculată a energiei de anizotropie magnetică, este sensibilă la poziția nivelului Fermi a benzilor d cu spini minoritari. Astfel, prin deplasarea în jos cu 0,006 eV($\times 1{,}6 \cdot 10^{-19}$J) a nivelului Fermi se obține o valoare a constantei de anizotropie K_1, cu 25% mai mică.

Dependența de temperatură a energiei de anizotropie a fost comparată cu diferența dintre energia liberă corespunzătoare pentru două orientări ale magnetizării, paralele la direcțiile [100] și respectiv [110]. Curba teoretică a fost potrivită cu cea experimentală astfel încît să corespundă la valoarea de la 0 K. Acest fapt a fost necesar deoarece valoarea determinată experimental la 4,2 K diferă printr-un factor de aproximativ 2, de cea calculată folosind parametrii de bandă și constanta spin-orbită, obținută din analiza măsurătorilor lîngă punctul X[80]. Așa cum se vede din figura XII.7, dependența de temperatură a valorilor calculate descrie bine datele experimentale.

Contribuțiile stărilor degenerate la energia de anizotropie a nichelului și fierului par să fie mai puțin importante [74]. Mori și colab. [76] au calculat energiile de anizotropie ale metalelor nichel și fier, din diferențele între energia cristalului pentru diferite direcții ale magnetizărilor spontane, plecînd de la structura de bandă și luînd totodată în considerare redistribuirea electronilor de conducție pentru fiecare direcție a magnetizării. Rezultatele calculului par, de asemenea, în bună concordanță cu datele experimentale. Se conchide că nivelele de energie dublu degenerate în benzile ce intersectează nivelul Fermi, determină contribuțiile dominante la energia de anizotropie. Dependența de temperatură a constantelor de anizotropie la nichel se justifică prin variația cu temperatura a energiei Fermi iar în cazul fierului prin descreșterea despicării prin schimb. Concordanța este însă semicantitativă.

Mori și colab. extind calculele teoretice în studiul anizotropiei cobaltului și aliajelor acestuia [77] cît și a aliajelor Co—Fe [78].

Utilitatea modelelor descrise mai sus depinde de modul în care acestea pot justifica un număr mai mare de date experimentale. Să analizăm în cele ce urmează unele rezultate obţinute în special în studiul anizotropiei nichelului şi a aliajelor acestuia.

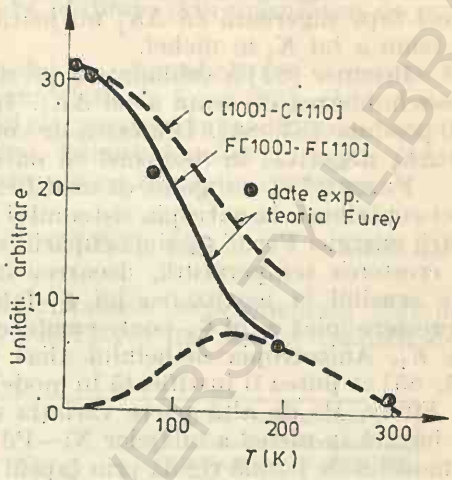


Fig. XII.7. — Comparaţie între dependenţa de temperatură a energiei de anizotropie determinată experimental şi valorile calculate de Furey [73]. Curba teoretică a fost potrivită cu cea experimentală la 0K.

Tokunaga [67] a studiat anizotropia magnetocristalină a aliajelor Cu—Ni. În figura XII.8 se redau valorile $K_1/K_1(0)$ în funcţie de T/T_c pentru unele compoziţii caracteristice. În cazul Ni nu s-a reprezentat porţiunea din curbă cu schimbarea de semn de la 0,75 T_c. Se constată că prin aliere cu cupru este diminuată variaţia rapidă cu temperatura a lui K_1. Schimbarea de semn a lui K_1 nu mai are loc în cazul aliajului cu Ni+4% at Cu.

Să analizăm cauza schimbării de semn a lui K_1, la nichel. Pentru început, s-a presupus că valorile K_1 pot fi afectate prin deformaţii, ca

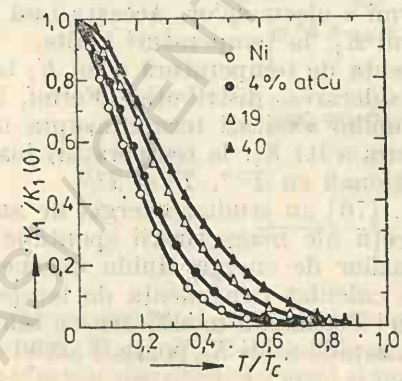


Fig. XII.8. — Dependenţa de temperatura redusă, T/T_c, a constantelor de anizotropie $K_1/K_1(0)$ pentru aliajele Cu-Ni.

efect al magnetostricţiunii sau dilatării termice. În studiile teoretice $K_1(T)$ a fost frecvent calculat pentru cazul deformaţiilor constante. Lee [8] a discutat efectul deformaţiei datorat magnetostricţiunii asupra valorilor

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

K_1. Acest efect, ΔK_1, poate fi exprimat prin $\Delta K_1 = (c_{11} - c_{12})h_1^2 - 2c_{44}h_2^2 = c^\gamma(\lambda^{\gamma,2})^2 - c^\varepsilon(\lambda^{\varepsilon,2})^2$. Semnul lui ΔK_1 la temperatura camerei este pozitiv. Dacă scăderea lui ΔK_1 cu creșterea temperaturii nu este rapidă, schimbarea de semn a lui K_1 la Ni ar putea fi atribuită acestui efect. Valorile ΔK_1 la aliajul Ni—4 %Cu nu pot diferi mult de cele ale nichelului deoarece constantele de magnetostricțiune [81] cît și cele elastice sînt aproape identice. Acest fapt sugerează că ΔK_1 nu joacă un rol dominant în modificarea de semn a lui K_1 în nichel.

Brenner [82] a subliniat că prezența deformațiilor nu poate să justifice schimbarea de semn a lui ΔK_1. Ipoteza a fost confirmată prin studii sub presiune [83, 84]. Dilatarea de volum ar trebui să producă o contribuție ΔK_1 negativă, în dezacord cu datele experimentale.

Furey [73] a sugerat că modificarea de semn a lui K_1 se datorește unei contribuții la entropia sistemului. Aceasta ar putea fi atribuită modificării energiei Fermi ϵ_F și a ocupării stărilor electronilor lîngă ϵ_F, odată cu creșterea temperaturii, deoarece în modelul dezvoltat, K_1, la nichel, este sensibil la localizarea lui ϵ_F față de banda d cu spini minoritari. O creștere mică a lui ϵ_F poate conduce la o creștere considerabilă în valoarea K_1. Anizotropia nichelului aliat cu cantități mici de cobalt și fier [15, 85] ar putea fi justificată în modelul de bandă rigidă folosind calculele lui Furey. Pe de altă parte variația mică a lui K_1 în zona de compoziție bogată în nichel a aliajelor Ni—Pd ar putea, de asemenea, fi înțeleasă în modelul de bandă rigidă prin faptul că numărul de electroni $4d$ ai paladiului este aproape același cu al nichelului iar structura electronică a Pd este similară cu cea a Ni în regiunea bogată în Ni [86]. Calculul efectuat în modelul dezvoltat de Furey conduce la o valoare absolută a lui K_1 ce crește cu creșterea concentrației de cupru. Rezultatele experimentale nu confirmă acest model chiar în regiunea bogată în nichel.

În modelul de bandă, constantele de anizotropie sînt calculate din diferența în energia internă atunci cînd momentul magnetic se orientează în lungul diferitelor axe cristalografice. Diferența în energia internă în aliajele Cu—Ni este cea între energiile magnetocristaline [67]. Acestea descresc cu creșterea concentrației de cupru, în special în regiunea bogată în cupru.

Merkle [87] a obținut un termen în T^2 în variația cu temperatura a lui K_1 considerînd distribuția Fermi a electronilor. Aceasta însă nu poate justifica modificarea de semn a lui K_1, la temperaturi înalte.

Ono [88] a analizat dependența de temperatură a lui K_1 la nichel, la temperaturi joase, prin considerarea distribuției Fermi, interacția magnon-magnon și efectul magnonilor excitați termic asupra interacției spin-orbită. Variația cu temperatura a lui K_1, la temperaturi joase, poate fi exprimată prin termeni proporționali cu $T^{3/2}$, T^2 și $T^{5/2}$.

Furey [73] și Mori și colab. [76] au studiat energia de anizotropie a nichelului, pentru diferite direcții ale magnetizării spontane luînd în considerare efectul despicării benzilor de energie dublu degenerate prin interacția spin-orbită. Aceștia au calculat dependența de temperatură a lui K_1 prin considerarea distribuției Fermi și a modificării cu temperatura a despicării prin schimb. Variația rapidă a lui K_1 poate fi astfel explicată satisfăcător.

Aliajele invar Fe—Pt, cu 30 % at Pt [89] cu structură cristalografică dezordonată, prezintă o comportare anormală atît în dependența de temperatură cît și de cîmp a constantei de anizotropie magnetocristaline. În acord cu modelul lui Mori și colab. [77] se presupune o strînsă legătură

între valorile K_1 și nivelul Fermi al benzii cu spini minoritari. Datele experimentale pot fi astfel justificate satisfăcător.

În cazul aliajelor PdNi, K_1 variază rapid cu compoziția, cu o schimbare de semn de la negativă la pozitivă la 50% at Pt și o valoare maximă la 65% at Pd [90]. Datele se analizează în modelul [77]. Constantele de anizotropie ale aliajelor Ni—Cu au fost obținute prin măsurători de rezonanță feromagnetică [91].

Dependența de temperatură a lui K_{u1} în cobalt (cu structura *hc*) a fost justificată teoretic pentru prima dată de Carr [92], plecînd de la modelul Zener [93], considerînd efectul temperaturii în modificarea raportului c/a între parametrii rețelei cristaline. Admițînd valori constante pentru coeficientul de dilatare termică acesta obține o relație de forma

$$K_{u1}(T) = K_{u1}(0)\,(1 - 3T/T_c)\,M_r^3. \qquad \text{(XII.3.25)}$$

În figura XII.9 s-au reprezentat valorile experimentale obținute de diferiți autori [94—97]. Relația (XII.3.25) nu descrie satisfăcător

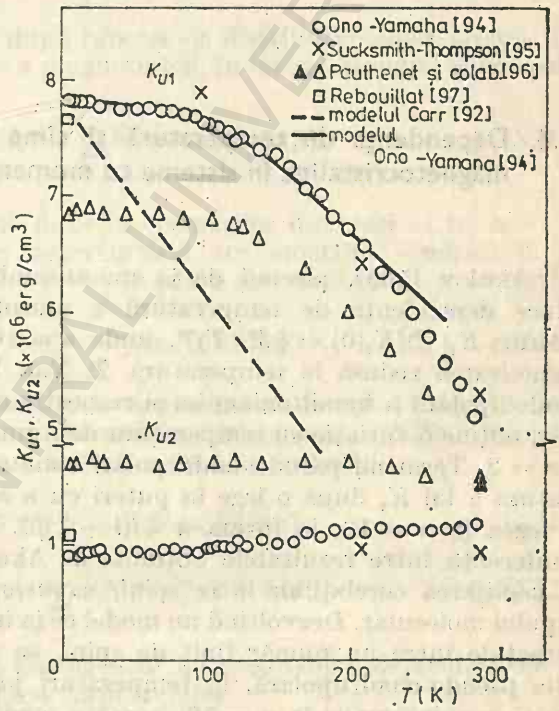


Fig. XII.9. — Dependența de temperatură a constantelor de anizotropie K_{u1} și K_{u2} a cobaltului.

datele experimentale. Mori și colab. [77] au calculat dependența de temperatură pentru K_{u1} și K_{u2} folosind modelul de bandă. Au fost luate în considerare efectele distribuției Fermi și modificarea despicării prin schimb între subbenzile cu spin ↑ și respectiv ↓.

Yang [98] a explicat variația cu temperatura a lui K_{u1} și K_{u2} în cobalt *hc* în modelul Callen-Callen [3]. În funcțiile Bessel (paragraful XII.4) s-au introdus valorile experimentale ale magnetizării.

Dependența de temperatură a lui K_{u1}, la temperaturi joase, s-a analizat prin extinderea modelului [89] la metale hc și considerînd un termen dependent de parametrul rețelei. S-a admis că raportul c/a se modifică cu temperatura. În final s-a obținut o relație de forma [94]

$$K_{u1}(T) = [K_{u1}(0) - AT^{3/2} - BT^2]\left[1{,}197\,\frac{S_{22}(T)}{S_{22}(0)} - 0{,}197\right], \quad \text{(XII.3.26)}$$

unde termenul $T^{3/2}$ se datorează magnonilor excitați termic, S_{22} este o sumă caracteristică rețelei, ce depinde de raportul c/a, iar $B = (\pi^2/6)\,k^2\eta^{-1}(\epsilon_F)[\partial^2\eta(\epsilon)/\partial\epsilon^2]_{\epsilon=\epsilon_F}\,K_{u1}(0)$. Concordanța cu valorile experimentale este satisfăcătoare (fig. XII.9).

S-au determinat de asemenea constantele de anizotropie ale aliajelor Co—Ni cu Ni $\leqslant$ 30 % at [99]. Pentru aliajele la care conținutul de nichel este mai mic de 7 % at, K_{u1} își schimbă semnul, trecînd de la valori pozitive la negative.

XII.4. Dependența de temperatură și cîmp a anizotropiei magnetocristaline în sisteme cu momente localizate

Akulov [100], plecînd de la un ansamblu de spini independenți, deduce dependența de temperatură a anizotropiei, obținînd o relație de forma $K_1(T)/K_1(0) = [M_r(T)]^n$, unde $n = 10$. Am notat prin $M_r(T)$ magnetizarea redusă la temperatura T. Van Vleck [29], folosind forma pseudodipolară a hamiltonianului și respectiv aproximația cîmpului molecular, obține o variație cu temperatura de forma menționată mai sus, însă cu $n = 2$. Termenii pseudocuadrupolari conduc la o dependență de temperatură a lui K_1 după o lege în puteri cu $n = 6$. Zener [93] a generalizat legea în $n = 10$, la forma $n = l(l+1)/2$. Keffer [101] evidențiază că diferența între rezultatele obținute de Akulov și Van Vleck, provine din neglijarea corelațiilor între spini, ca urmare a folosirii aproximației cîmpului molecular. Dezvoltînd un model ce ia în considerare, în mod exact, interacțiile între un număr finit de spini, se poate arăta [101] că interacția pseudo-cuadrupolară, la temperaturi joase, conduce la o variație termică a anizotropiei în $n = 10$, aceasta modificîndu-se odată cu creșterea temperaturii la $n = 6$. Importanța simetriei asupra formei de variație cu temperatura a anizotropiei a fost subliniată de Van Vleck [102]. Acesta dă o demonstrație mai generală pentru legea în $n = l(l+1)/2$, Callen și Callen [26, 103] prezintă o analiză unitară a problemei, pe bază de considerente de simetrie, rezultate ce stau la baza discuției de mai jos.

Să considerăm pentru început că sînt îndeplinite cerințele fizice ce condiționează *modelul unui ion* al anizotropiei. Admitem că spinii sînt

bine localizați și situați în poziții echivalente. Presupunem că fiecare spin S are o energie dependentă de direcție

$$\epsilon(S) = \epsilon_0 + \sum k_l(0)\, \mathcal{S}_l(S). \qquad \text{(XII.4.1)}$$

Am notat prin k_l coeficienții de anizotropie, iar prin $\mathcal{S}_l(S)$ un polinom normat de gradul l, în componente a lui S, a cărui formă este determinată din considerente de simetrie — paragraful XII.8. Folosind armonicele sferice, $\mathcal{S}_l(S)$ se exprimă prin:

$$\mathcal{S}_l(S) = \sum_m a_l^m Y_l^m(S). \qquad \text{(XII.4.2)}$$

Forma constantelor a_l^m este impusă de simetria cristalului. Suma după l este pară, deoarece S este impar la acțiunea operatorului de inversie a timpului. În ordinul unu, în constantele de anizotropie, energia liberă a sistemului este

$$\epsilon = \epsilon_0 + \sum_l k_l(0) \sum_m a_l^m \langle Y_l^m(S)\rangle, \qquad \text{(XII.4.3)}$$

unde media se calculează după funcția de distribuție neperturbată. Dacă aceasta conduce la o medie a magnetizării, în lungul direcției α(axa polară) avem

$$Y_l^m(S) = \sum_{m'} b_l(m, m')\, Y_l^{m'}(S'), \qquad \text{(XII.4.4)}$$

unde $b_l(m, m')$ depinde de direcția cosinușilor directori ai lui α.

Deoarece distribuția neperturbată are simetria cilindrică în jurul axei polare α, avem $\langle Y_l^{m'}(S')\rangle = 0$, în afară de cazul cînd $m' = 0$, astfel că

$$\langle Y_l^m(S)\rangle = b_l(m, 0)\, \langle Y_l^0(S')\rangle. \qquad \text{(XII.4.5)}$$

În acord cu teorema de adiție a armonicelor sferice [104] coeficienții $b_l(m, 0)$ se pot identifica cu armonicele sferice clasice, $Y_l^m(\alpha)$ dependente de unghiurile θ și φ pe care le face α cu axa z. Astfel

$$\langle Y_l^m(S)\rangle = Y_l^m(\alpha)\langle Y_l^0(S')\rangle, \qquad \text{(XII.4.6)}$$

deci

$$\epsilon = \epsilon_0 + \sum_l k_l(0)\, \langle Y_l^0(S')\rangle\, \mathcal{S}_l(\alpha). \qquad \text{(XII.4.7)}$$

Ținînd seama de acestea, coeficientul de anizotropie dependent de temperatură, poate fi exprimat prin relația

$$k_l(T) = k_l(0)\, \langle Y_l^0(S')\rangle. \qquad \text{(XII.4.8)}$$

Pentru starea fundamentală a sistemului $Y_l^0(S)$ este normată la unitate, astfel că

$$\frac{k_l(T)}{k_l(0)} = \frac{\langle Y_l^0(S')\rangle_T}{\langle Y_l^0(S')\rangle_0}. \qquad \text{(XII.4.9)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Calculul lui $k_l(T)$, implică evaluarea mediei $\langle Y_l^0(S')\rangle$. Pentru aceasta Callen şi Callen [103] folosesc metode statistice. Notînd prin $\rho_{m'}$ probabilitatea stării în care $S'\alpha = m'$ respectiv ρ_m este un element de matrice diagonal $\langle m'|\rho|m'\rangle$, avem

$$\langle Y_l^0(S')\rangle = \sum_{m'=-S}^{S} \langle m'|Y_l^0|m'\rangle \rho_{m'}. \qquad \text{(XII.4.10)}$$

Operatorul de densitate $\rho_{m'}$ este dat de [105]

$$\rho_{m'} = \frac{\exp[Xm']}{\mathrm{Tr}\exp[Xm']}. \qquad \text{(XII.4.11)}$$

Am notat prin X o funcţie de temperatură ce urmează să fie definită. Relaţia (XII.4.11) este valabilă în cazul tuturor modelelor implicînd oscilaţii colective, „undele de spin renormate" contribuind în mod independent la probabilitatea de deviaţie a spinului i. Probabilitatea ca să apară $n_1 + n_2$ deviaţii ale spinului i este dată de produsul probabilităţilor n_1 şi n_2, $\rho_{S-n_1-n_2} = \rho_{S-n_1}\rho_{S-n_2}$ fapt ce conduce la o formă exponenţială a relaţiei (XII.4.10). În cazul cuantic avem

$$\langle Y_l^0(S)\rangle = \frac{\sum_{-S}^{S} \langle m'|Y_l^0|m'\rangle \exp[Xm']}{\sum_{-S}^{S} \exp[Xm']}, \qquad \text{(XII.4.12)}$$

iar pentru cazul clasic (cu $m' = \cos\theta'$)

$$\langle Y_l^0(S)\rangle = \langle Y_l^0(m')\rangle = \frac{\int_{-1}^{1} Y_l^0(m')\exp[Xm']\,dm'}{\int_{-1}^{1} \exp[Xm']\,dm'}. \qquad \text{(XII.4.13)}$$

Exprimînd integralele prin funcţii Bessel [101] avem

$$\int_{-1}^{1} Y_l^0(m')\exp[Xm']\,dm' = I_{l+1/2}(X), \qquad \text{(XII.4.14)}$$

$$\int_{-1}^{1} \exp[Xm']\,dm' = \int_{-1}^{1} Y_0^0(m')\exp[Xm']\,dm' = I_{1/2}(X), \qquad \text{(XII.4.15)}$$

deci

$$\frac{k_l(T)}{k_l(0)} = \frac{\langle Y_l^0(S')\rangle_T}{\langle Y_l^0(S')\rangle_0} = \hat{I}_{l+1/2}(X), \qquad \text{(XII.4.16)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde

$$\hat{I}_{l+1/2}(X) = I_{l+1/2}(X)/I_{1/2}(X). \qquad \text{(XII.4.17)}$$

Pentru $l = 1$, $\hat{I}_{3/2}(X)$ reprezintă funcţia Langevin. Astfel,

$$M_r(T) = \langle \cos \theta' \rangle = \frac{\langle Y_l^0(S') \rangle_T}{\langle Y_l^0(S') \rangle_0} = \hat{I}_{3/2}(X). \qquad \text{(XII.4.18)}$$

La temperaturi joase, X este mare, astfel că funcţiile Bessel pot fi dezvoltate în puteri ale lui $1/X$. În acest caz se obţine legea de variaţie în $l(l+1)/2$.

Folosind relaţiile (XII.4.16) şi (XII.4.18), putem elimina parametru X. Să notăm simbolic, inversul relaţiei (XII.4.18) prin $X = \hat{I}_{3/2}^{-1}(M_r)$.

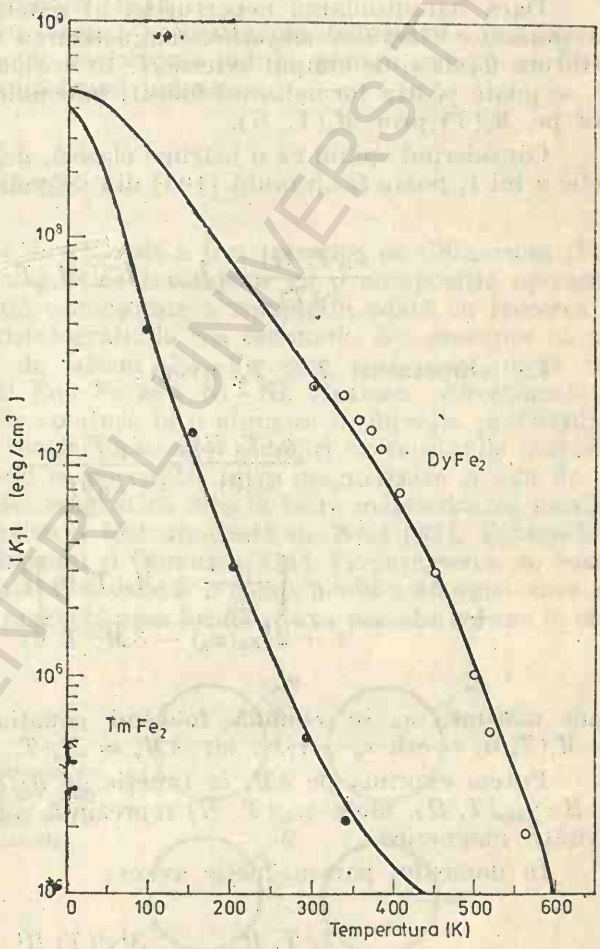


Fig. XII.10. — Dependenţa de temperatură a anizotropiei magnetocristaline la compuşii $DyFe_2$ şi $TmFe_2$.

Astfel

$$k_l(T) = k_l(0)\, \hat{I}_{l+1/2}(\hat{I}_{3/2}^{-1}(M_r)). \qquad \text{(XII.4.19)}$$

Relaţia (XII.4.19) descrie bine dependenţa de temperatură pentru un număr mare de substanţe. Ca exemplu, prezentăm în figura XII.10

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

dependența de temperatură a constantei de anizotropie K_1 pentru $DyFe_2$ și $TmFe_2$ [4]. Prin linie plină s-a reprezentat curba calculată, în acord cu relația (XII.4.19). Se remarcă o bună concordanță între valorile experimentale și previziunile modelului.

Se poate arăta [103] că în domeniul paramagnetic avem

$$k_l(T) = k_l(0) \cdot M_r^l(T, H) \qquad \text{(XII.4.20)}$$

În cazul *modelului pereche al anizotropiei* este dificilă explicitarea relații unei de forma (XII.4.19) pentru întreg domeniul de temperatură. S-a putut determina doar dependența de temperatură a coeficienților de anizotropie la temperaturi joase și respectiv ridicate, evidențiind o variație în $M_r^{l(l-1)/2}$ și repectiv M_r^l.

Dacă hamiltonianul neperturbat al sistemului, conține un termen *corespunzător cîmpului magnetic*, magnetizarea va depinde atît de temperatura T cît și de cîmpul extern H. În evaluarea dependenței lui k_l de H, se poate păstra formalismul folosit, înlocuind în relațiile deduse anterior pe $M_r(T)$ prin $M_r(T, H)$.

Considerînd spinul ca o mărime clasică, dependența de cîmpul magnetic a lui k_l poate fi obținută [103] din dezvoltarea relației (XII.4.19)

$$\frac{k_l(T, H)}{k_l(T)} = \hat{I}_{l+1/2}\{\hat{I}_{3/2}^{-1}[M_r(T, H)]\}. \qquad \text{(XII.4.21)}$$

La temperaturi $T < T_c$, avem:

$$\frac{k_l(T, H)}{k_l(0)} = \frac{k_l(T, 0)}{k_l(0)} +$$

$$+3\,\frac{\hat{I}_{l+1/2}(x_0) - \left[\dfrac{l+1}{x_0} + M_r(T, 0)\right]\hat{I}_{l+1/2}(x_0)}{1 + 2\hat{I}_{5/2}(x_0) - 3M_r^2(T, 0)} \cdot \frac{\delta M_r}{M(0)}, \qquad \text{(XII.4.22)}$$

unde mărimea x_0 se elimină folosind ecuația parametrică $I_{3/2}(x_0) = M_r(T, 0) = \operatorname{cth} x_0 - 1/x_0$, iar $\delta M_r = M_r(T, H) - M_r(T, 0)$.

Putem exprima pe δM_r în funcție de datele experimentale $\delta M_r = H \cdot \chi_{exp}(T, H)$, unde $\chi_{exp}(T, H)$ reprezintă valoarea măsurată a susceptivității magnetice.

În domeniul paramagnetic avem:

$$\frac{k_l(T, H)}{k_l(0)} \simeq \frac{3^l \chi^l(T)\, H^l}{(2l+1)!!\, M^l(0)}, \qquad \text{(XII.4.23)}$$

unde $\chi(T)$ este susceptivitatea magnetică, $M(0)$ magnetizarea la saturație la $T = 0$ K iar $(2l+1)!! = 1 \times 3 \times 5 \times \ldots \times (2l+1)$.

XII.5. Anizotropii induse

În materiale pot fi induse anizotropii magnetocristaline și prin acțiunea unor procese fizice ca recoacere magnetică, laminare, iradieri, metode de preparare, tensiuni mecanice etc. În cele ce urmează vom analiza succint aceste tipuri de anizotropii și originea lor fizică. Fenomenul de recoacere magnetică [106] a fost descoperit în 1913. Studiindu-se proprietățile magnetice ale aliajelor Fe + 4% greutate Si, s-a evidențiat că prin răcirea de la 800°C la temperatura camerei, într-un cîmp magnetic extern de 30Oe ($\simeq 2{,}4 \cdot 10^3$ A/m) se îmbunătățește permeabilitatea acestora. Bozorth [107] face o sinteză a studiilor experimentale efectuate pînă în anul 1950 iar Chikazumi și Graham [108] rezumă rezultatele cercetărilor întreprinse pînă în 1968. Recoacerea magnetică este analizată de Slonczewski [109] și Chikazumi [110] și Graham [111].

Vom analiza pentru început modelele folosite pentru a justifica din punct de vedere microscopic anizotropia indusă, pentru ca apoi să discutăm diferite tipuri de anizotropii induse.

XII.5.1. Ordinea direcțională

Termenul de *ordine direcțională* a fost introdus de Chikazumi [112] în studiul comportării magnetice a aliajelor cu o compoziție apropiată de Ni_3Fe. Acestea prezintă o micșorare a volumului odată cu trecerea de la starea dezordonată cristalografic la cea ordonată. S-a presupus că distanțele între perechile de atomi Ni—Fe sînt mai mici decît cele între perechile de atomi Fe—Fe sau Ni—Ni. Ordinea direcțională a perechilor de atomi poate conduce la o alungire în direcția preferențială de aliniere a perechii și interacția acestei alungiri cu tensiunile magnetostrictive, poate da naștere la un cuplaj între magnetizare și axa de aliniere a perechii. Interacția magnetică directă între magnetizarea locală și perechea de atomi din rețea a fost analizată de Néel [63], Taniguchi și Yamamoto [113] și Chikazumi și Oomura [114]. Presupunerea de bază a modelului o constituie faptul că există o componentă a energiei care depinde de unghiul dintre magnetizarea locală și axa perechii vecine în ordi-

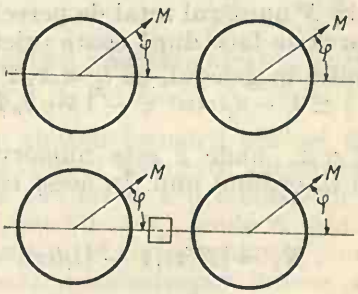


Fig. XII.11. — Schema de principiu pentru determinarea anizotropiei în teoria ordinei direcționale.

nul unu sau cea a atomului interstițial [111] (fig. XII.11). Această energie se dezvoltă în serie în polinoame Legendre (vezi paragraful XII.3.2).

$$\epsilon = l(\cos^2\varphi - 1/3) + q[\cos^4\varphi - (6/7)\cos^2\varphi + 3/35] + \ldots \quad \text{(XII.5.1)}$$

Am notat prin l și q constantele ce caracterizează interacțiile pseudodipolară și respectiv pseudocuadrupolară, iar φ este unghiul între axa perechii și magnetizarea locală. În mod normal $q \ll l$ și ca atare în relația (XII.5.1) se poate păstra numai primul termen. Notînd prin β și γ cosinușii directori ai axei magnetizării și respectiv ai perechii, avem $\cos \varphi = \beta_1\gamma_1 + \beta_2\gamma_2 + \beta_3\gamma_3$.

Să considerăm o soluție solidă binară formată din atomi A și respectiv B. În această situație apar trei tipuri de perechi de atomi vecini: $A-A$, $B-B$ și $A-B$, și corespunzător acestora, 3 constante ce descriu energiile: l_{AA}, l_{AB} și l_{BB}.

Reținînd primul termen din (XII.5.1) energia totală corespunzătoare acestei situații, are forma

$$\epsilon = \sum_i (N_{AAi}l_{AA} + N_{BBi}l_{BB} + N_{ABi}l_{AB})(\cos^2 \varphi_i - 1/3). \qquad \text{(XII.5.2)}$$

În relația de mai sus, suma se face asupra tuturor direcțiilor posibile ale vecinilor în ordinul unu. Valorile N_{AAi}, N_{BBi} și N_{ABi} nu sînt independente. Corespunzător deplasărilor de atomi, care creează o pereche $A-A$, va apare o pereche $B-B$ și se distrug două perechi $A-B$. Modul de aranjare a tuturor perechilor poate fi exprimat prin cel corespunzător unei perechi. Conform cu (XII.5.2) rezultă

$$\epsilon = l \sum_i N_{BBi}(\cos^2 \varphi_i - 1/3), \qquad \text{(XII.5.3)}$$

unde energia $l = l_{AA} + l_{BB} - 2l_{AB}$ depinde de temperatură și se anulează la punctul Curie.

La echilibru, numărul perechilor de atomi (sau interstițiali) aliniați într-o direcție, la temperatura T_1, este dat de

$$N_i = N \frac{\exp\left[-l_1(\cos^2 \varphi_i - 1/3)/k_B T_1\right]}{\sum_i \exp\left[-l_1(\cos^2 \varphi_i - 1/3)/k_B T_1\right]}, \qquad \text{(XII.5.4)}$$

Am notat prin N numărul total de perechi, l_1 valoarea lui l la temperatura T_1, iar sumarea se face după toate orientările posibile ale perechilor.

Se admite, în general, că $l_1 \ll k_B T$. În acest caz, $\exp\left[-l_1(\cos^2 \varphi - 1/3)/k_B T_1\right] \simeq 1 - l_1(\cos^2 \varphi - 1/3)/k_B T$ și deci $\sum_i \exp\left[-l_1(\cos^2 \varphi_i - 1/3)/k_B T_1\right] \simeq z$, unde z este numărul de direcții vecine posibile între atomii vecini în ordinul unu. În acest caz, relația (XII.5.4) se scrie

$$N_i = (N/z)\{1 - [l_1(\cos^2 \varphi_i - 1/3)/k_B T_1]\}. \qquad \text{(XII.5.5)}$$

Relația (XII.5.5) descrie numărul N_i de perechi, la echilibru, însă nu dă informații cu privire la viteza cu care se atinge echilibrul.

În cazul cînd o probă este menținută la temperatura T_1 un timp suficient de mare pentru a fi în situația descrisă de relația (XII.5.5) și apoi

răcită la temperatura T_2 la care nu există procese de difuzie, sistemul va fi caracterizat printr-o energie de anizotropie indusă, ϵ_{aI}

$$\epsilon_{aI} = \sum_i N_i l_2(\cos^2 \theta_i - 1/3), \qquad \text{(XII.5.6)}$$

unde l_2 este valoarea lui l la temperatura T_2 și θ_i este unghiul între magnetizarea locală și axa perechii i la temperatura T_2. Notînd prin α_i cosinușii directori ai magnetizării la temperatura T_2 și γ_i cei ai axei perechii, avem $\cos\theta = \alpha_1\gamma_1 + \alpha_2\gamma_2 + \alpha_3\gamma_3$.

Pentru o distribuție izotropă sau cubică a axelor perechii se obține expresia generală pentru energia de anizotropie uniaxială

$$\epsilon_u = \sum_i \frac{N}{z} \{1 - [l_1(\cos^2 \varphi_i - 1/3)/k_B T_1]\}\, l_2(\cos^2 \theta_i - 1/3) =$$

$$= -\frac{N}{z}\frac{l_1 l_2}{k_B T_1} \sum_i (\beta_1\gamma_{1i} + \beta_2\gamma_{2i} + \beta_3\gamma_{3i})^2 (\alpha_1\gamma_{1i} + \alpha_2\gamma_{2i} + \alpha_3\gamma_{3i}) + \text{const.} \qquad \text{(XII.5.7)}$$

Valorile lui z cît și cele permise pentru γ depind de tipul de structură cristalină considerat. Dacă sistemul de axe de referință coincide cu axele cristalografice ale rețelei cubice, avem:

$$\epsilon_u = (-N l_1 l_2/k_B T_1)\, [a_1(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) +$$

$$+ a_2(\alpha_1\alpha_2\,\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\,\beta_2\beta_3 + \alpha_1\alpha_3\,\beta_1\beta_3)] =$$

$$= -(N l_1 l_2/k_B T_1)\,(a_1 \sum_i \alpha_i^2\beta_i^2 + a_2 \sum_{i>j} \alpha_i\alpha_j\beta_i\beta_j). \qquad \text{(XII.5.8)}$$

Constantele a_1 și a_2 sînt coeficienții de anizotropie ai ordinii direcționale. Redăm mai jos valorile acestora, pentru diferite tipuri de structuri [108]:

	a_1	a_2
policristal orientat aleator	2/15	4/15
atomi interstițiali în structură cvc	1/3	0
perechi în structură cs	1/3	0
perechi în rețea cfc	1/12	4/12
perechi în rețea cvc	0	4/9

În cazul unui policristal cu legături orientate aleator, partea unghiulară a lui (XII.5.8) se scrie $\sum_i \alpha_i^2\beta_i^2 + 2\sum_{i>j} \alpha_i\alpha_j\beta_i\beta_j = \sum_i {}^2(\alpha_i\beta_i) = \cos^2(\theta - \theta_i)$, unde θ_i este direcția magnetizării în timpul formării ordinei direcționale, iar θ descrie direcția magnetizării în timpul măsurării anizotropiei. Pentru atomii interstițiali aflați în rețeaua cvc cît și a perechilor în rețeaua cs, relația (XII.5.8) se scrie $\epsilon_u = -K_u \cos^2(\theta - \theta_0)$, unde K_u este constanta de anizotropie uniaxială indusă, iar θ și θ^0 sînt unghiurile pe care le face magnetizarea și respectiv axa ușoară a anizotropiei induse, cu sistemul de referință.

Chamberod și colab. [115], în calculul anizotropiei magnetocristaline în monocristale cu simetrie cubică, consideră contribuțiile perechilor atomice vecine în ordinul unu și doi. Se evidențiază că energia de anizotropie uniaxială este dată numai de atomii vecini în ordinul unu, prin recoacere

în cîmp magnetic orientat în lungul axei ternare a cristalului, și de atomii vecini în ordinul doi în prezența unui cîmp orientat în lungul axelor cubului. Modelul dă o concordanță calitativă cu studiile efectuate asupra monocristalelor de Fe—Co. Concordanța se îmbunătățește prin considerarea corecțiilor datorită vibrațiilor rețelei.

Dacă se admite că energia de anizotropie magnetocristalină este dată de suma energiilor magnetice ale perechilor de atomi din cristal, analiza evoluției acestei energii de anizotropie permite să se studieze, în cursul tratamentelor izoterme, evoluția ordonării cristalografice în aliaje. În cazul aliajului Fe—Co (50% at) [116], se arată că modelul difuziei omogene prin migrarea lacunelor este în bun acord cu datele experimentale.

Mult timp recoacerea sub tensiuni mecanice cît și anizotropia indusă prin iradiere au fost interpretate în modelul ordinei direcționale, deși problemele pe care le ridică sînt mai complexe.

Să analizăm *recoacerea sub tensiune mecanică* [108]. Un atom interstițial sau o pereche de atomi substituționali vor produce o tensiune locală anizotropă. Dacă cristalul este supus la o tensiune mecanică uniformă, energia atomului interstițial sau a perechii va depinde de orientările legăturilor în raport cu direcția de acțiune a tensiunii. Astfel, un aliaj, sub acțiunea unei tensiuni mecanice va tinde să aibă un aranjament anizotrop al perechilor de atomi. În aliaje ordonate magnetic, la $T < T_c$, există întotdeauna o tensiune uniformă, ca urmare a prezenței magnetostricțiunii spontane. Aceasta conduce la o aliniere a perechii. Axa de aliniere, indusă de tensiune, nu e necesar să fie aceeași cu axa rezultată ca urmare a interacției perechii cu magnetizarea locală. La solicitarea uniformă a materialului feromagnetic apar două efecte. Interacția tensiunii cu magnetostricțiunea va tinde să rearanjeze configurația de domenii. Astfel, magnetizarea va fi paralelă sau perpendiculară cu tensiunea aplicată, depinzînd de semnele constantelor de magnetostricțiune și de sensul tensiunii mecanice. Prin urmare, direcția magnetizării rezultante va produce un aranjament particular al perechii, aranjament ce condiționează anizotropia. În al doilea rînd, interacția tensiunii aplicate cu perechile, tinde să producă o aranjare particulară similară cu cea obținută în materialele nemagnetice. Cele două tipuri de aranjamente pot fi identice sau să difere între ele.

În afară de modelul perechii, în analiza recoacerii sub tensiuni mecanice se consideră în general și prezența energiei magnetostatice a incluziunilor.

O anizotropie indusă poate fi obținută și prin *iradiere*. Iradierile de diferite tipuri pot înlocui factorul termic ca sursă de mobilitate atomică [117]. Astfel, studiul unui monocristal de FeNi (50% at) iradiat cu neutroni în cîmp magnetic, reliefează o anizotropie relativ mare [118, 119]. Iradierea la temperatura camerei poate să conducă la o anizotropie de tip ordine direcțională, relativ ridicată. La temperaturi relativ joase, iradierea permite să se atingă starea de echilibru a ordinei direcționale, într-un timp relativ scurt. Iradierea la (200—320)°C a probelor policristaline, evidențiază valori mai mari ale anizotropiei induse, ca urmare a prezenței unei ordonări cristalografice de rază mare de acțiune într-o structură de tip AuCu tetragonală. Aceasta constă din straturi alternative de atomi de fier și nichel și a fost denumită *suprastructură orientată* [120], pentru a o distinge de ordinea direcțională de rază mică de acțiune. Structura indusă prin iradiere constă din cristalite avînd structura de tip AuCu

cu diametrul $d \simeq 300$ Å, cu axele tetragonale orientate în lungul direcţiilor cubului cristalului iniţial. Dacă iradierea are loc în cîmp magnetic, cele trei tipuri de cristalite nu mai sînt prezente în număr egal şi se obţine o anizotropie magnetică [121].

Datele obţinute prin iradierea unui monocristal FeNi (50% at) se interpretează prin formarea unor nuclee ordonate, ce corespund zonelor perturbate caracteristice iradierii prin neutroni [119]. La început nucleele sînt izolate într-o matrice dezordonată, unde se dezvoltă o ordine direcţională ce se stabileşte mai rapid ca ordinea la distanţă, prin migrarea defectelor. Se dezvoltă în mod egal trei tipuri de cristalite FeNi ordonate corespunzător celor 3 orientări ale axei tetragonale. În cazul în care asupra probei acţionează un cîmp magnetic, una din axe este favorizată ; pe această cale se poate justifica energia de anizotropie observată.

XII.5.2. Cinetica de formare a anizotropiei la recoacerea în cîmp magnetic

Lesnik şi colab. [122—124] au analizat cinetica de formare şi orientare a anizotropiei magnetice induse la recoaceri repetate în cîmp magnetic. Problema a fost considerată plecînd de la un model cu grăunţi cilindrici, a căror axe sînt orientate normal la planul unei pături subţiri. Cinetica acestor procese poate fi descrisă de ecuaţia de difuzie, neuniformă :

$$\partial \varkappa / \partial \tau = \partial^2 \varkappa / \partial \varphi^2 - 4p \cos^2 (\varphi - \psi_a). \qquad \text{(XII.5.9)}$$

Am notat prin $\varkappa(\varphi, \tau)$ excesul faţă de valoarea medie a concentraţiei locale de defecte punctuale (atomi de impuritate sau vacanţe) la graniţa grăunţilor, φ este unghiul polar ce precizează poziţia unei secţiuni date aţă de graniţă, $\tau = (D_b / R^2)t$ este timpul redus, D_b este coeficientul de difufie a defectelor punctuale în lungul graniţei, R — raza grăuntelui, t — timpul ce are originea la începutul procesului şi ψ_a — unghiul polar al magnetizării **M** într-un moment dat al procesului de recoacere, p — un parametru ce depinde de temperatura T la care apare difuzia şi de Δc_0 concentraţia medie a defectelor la graniţă.

Soluţia generală a lui (XII.5.9) are forma

$$\varkappa(\varphi, \tau) = -p_s \exp(-4\tau) \cos 2\varphi -$$

$$- p_a [g(\tau) \cos 2 (\varphi - \psi_a) + G(\tau) \sin 2(\varphi - \psi_a), \qquad \text{(XII.5.10)}$$

unde $p_s = p(T_s)$ şi $p_a = p(T_a)$ sînt valorile la temperatura de aranjare T_s şi respectiv de recoacere (T_a), iar funcţiile $g(\tau)$ şi $G(\tau)$ satisfac ecuaţiile

$$\frac{dg}{d\tau} = 4 - 4g + 2G \frac{d\psi_a}{d\tau}, \qquad \text{(XII.5.11)}$$

$$\frac{dG}{d\tau} = -4G - 2g \frac{d\psi_a}{d\tau}. \qquad \text{(XII.5.12)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Din relația (XII.5.10) se obține următoarea expresie pentru densitatea energiei de anizotropie

$$\epsilon_a = -\frac{1}{2} K_u(0) \left\{ \cos 2\psi \exp(-4\tau) + \frac{p_a}{p_s} [g \cos 2(\psi - \psi_a) + G \sin(\psi - \psi_a)] \right\}, \tag{XII.5.13}$$

unde $K_u(0)$ este constanta de anizotropie înaintea recoacerii păturii și φ este unghiul polar a lui **M**, la temperatura de măsurare T.

Dacă în timpul recoacerii se aplică un cîmp extern H, mai mic decît cîmpul de anizotropie $H_K(0)$, unghiul ψ_a din (XII.5.9) depinde de timp, și astfel ecuațiile (XII.5.9), (XII.5.11) și (XII.5.12) pot fi rezolvate ținînd seama de condiția suplimentară

$$\left(\frac{\partial \epsilon_a}{\partial \psi}\right)_{\psi=\psi_a} = -\left(\frac{\partial \epsilon_H}{\partial \psi}\right)_{\psi=\psi_a}; \quad \epsilon_H = -\mu_0 MH \sin \psi. \tag{XII.5.14}$$

Aceasta semnifică că într-un moment dat al procesului de recoacere, vectorul magnetizare este în echilibru sub acțiunea cîmpului de anizotropie și a celui extern. Folosind relația (XII.5.13) avem

$$K_u(0) \left[\sin 2\psi_a \exp(-4\tau) - \frac{p_a}{p_s} G(\tau) \right] = \mu_0 MH \cos \psi_a. \tag{XII.5.15}$$

În scopul de a reprezenta rezultatele într-o formă convenabilă, pentru comparație cu datele experimentale, densitatea energiei de anizotropie se scrie sub forma

$$\epsilon_a = -\frac{1}{2} K_u(\tau) \cos 2(\xi - \psi), \tag{XII.5.16}$$

unde

$$K_u(\tau) = K_u(0) \left[\exp(-4\tau) + \frac{p_a}{p_s} (g \cos 2\psi_a - G \sin 2\psi_a) \right] \sec 2\xi, \tag{XII.5.17}$$

$$\operatorname{tg} 2\xi = \frac{p_a}{p_s} \exp(4\tau) \frac{g \sin 2\psi_a + G \cos 2\psi_a}{1 + (p_a/p_s) \exp(4\tau)[g \cos 2\psi_a - G \sin 2\psi_a]}.$$

Am notat prin ξ unghiul ce determină direcția axei noi de ușoară magnetizare, în momentul τ. Unghiurile ψ, ψ_a și ξ sînt măsurate de la poziția inițială a direcției de ușoară magnetizare.

Compararea relațiilor (XII.5.17) cu datele experimentale [123, 125] evidențiază doar o concordanță calitativă. În experiențe s-a observat rotația axei de ușoară magnetizare (AUM) și modificarea lui K_u prin recoacerea la $H < H_K$. La temperaturi de recoacere $T_a < 300°C$, AUM nu se rotește prin 90°, în discordanță cu modelul. Cu cît este mai mică temperatura de recoacere cu atît nepotrivirea între model și datele experimentale este mai mare. S-a sugerat [124] că discrepantele ce apar sînt conse-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

cinţa simplificărilor folosite în elaborarea modelului. Diferitele tipuri de defecte punctuale au mobilităţi diferite în lungul graniţei grăunţilor. Mobilitatea defectelor depinde şi de tipul de graniţă. Astfel, contribuţiile la anizotropie pot fi caracterizate prin diferite cinetici ale proceselor. Considerînd în mod simultan atît contribuţia dependentă de timp a anizotropiei cît şi cea independentă, se evidenţiază că sub acţiunea perturbaţiilor externe, anizotropia feromagnetului relaxează la o nouă stare de echilibru care este determinată de simetria perturbaţiilor. Viteza de relaxare depinde atît de mărimea anizotropiei cît şi de mecanismul de inducere a anizotropiei.

XII.5.3. Anizotropia indusă prin laminare

Pentru a analiza această problemă vom considera o reţea *cfc*, ordonată cristalografic, de tip A_3B [108], care este forfecată în direcţia $[01\bar{1}]$ în lungul planului (111) (fig. XII.12). În porţiunea nedeformată, nu există perechi $B-B$, deci rămîne în stare perfect ordonată. Un număr de perechi $B-B$ sînt create în lungul planului de alunecare. În figura XII.12, toate perechile $B-B$ sînt paralele la direcţia [011]. Numărul de perechi $B-B$, induse, pe aria unitate a planului de alunecare, este $1/\sqrt{3}a^2$, unde prin a am notat constanta reţelei. Dacă parametrul de ordine de rază mare de acţiune este S, numărul de perechi $B-B$ este $S^2/\sqrt{3}a^2$. *Densitatea de alunecare* s se defineşte ca numărul mediu de dislocaţii ce au trecut printr-un plan dat al cristalului. Deoarece pe lungimea unitate, perpendiculară la planul de alunecare, sînt $\sqrt{3}/a$ straturi atomice, numărul de plane pe care apare alunecarea este $\sqrt{3}\,s/a$, cu condiţia ca fiecare dislocaţie să se deplaseze în lungul unui plan atomic separat. Real un număr de dislocaţii succesive se pot deplasa în lungul unui singur plan atomic. În acest caz a doua dislocaţie compensează perechile $B-B$ induse anterior. Deoarece o pereche de dislocaţii ce se deplasează împreună, nu creează o regiune dezordonată cristalografic, cele două dislocaţii tind să se apropie [126]. Să notăm prin p_0 probabilitatea de a avea o dislocaţie

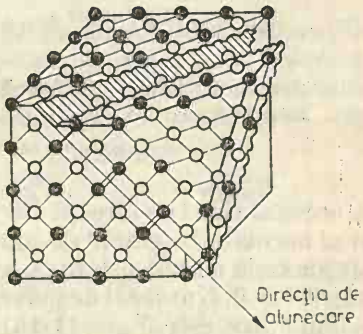


Fig. XII.12. — Modul de producere a perechilor $B-B$ pentru o alunecare unitate după planul (111), în direcţia $[01\bar{1}]$, într-o structură ordonată cristalografic cu rază mare de acţiune. Perechile $B-B$ sînt evidenţiate prin linii duble.

izolată şi prin p' probabilitatea de a crea dislocaţii într-un nou plan atomic. Numărul de plane de alunecare efectiv este $\sqrt{3}p_0p's/a$, astfel că numărul de perechi $B-B$ induse în volumul unitate este

$$N_{BBi} = (S^2\sqrt{3}a^2)\,(\sqrt{3}p_0p'/2a)\,|s_i| = (1/8)\,NpS^2|s_i|. \qquad \text{(XII.5.18)}$$

Am notat prin $p = p_0 p'$, iar N este numărul de atomi pe volumul unitate. Factorul 2 de la numitor ține seama de faptul că în ipoteza că dislocațiile sînt izolate unele de altele, probabilitatea de a avea un plan cu dezordine cristalografică este 1/2. Introducînd (XII.5.18) în (XII.5.3), energia de anizotropie se scrie

$$\epsilon_{an} = (1/8)\, NlpS^2 \sum_i |s_i| (\alpha_1\gamma_{1i} + \alpha_2\gamma_{2i} + \alpha_3\gamma_{3i})^2 =$$

$$= (1/8) NlpS^2 \sum_i |s_i|\, f_i(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3), \qquad \text{(XII.5.19)}$$

unde

$$f_i(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \gamma_{1i}^2\alpha_1^2 + \gamma_{2i}^2\alpha_2^2 + \gamma_{3i}^2\alpha_3^2 + 2\gamma_{2i}\gamma_{3i}\alpha_2\alpha_3 +$$

$$+ 2\gamma_{3i}\gamma_{1i}\alpha_3\alpha_1 + 2\gamma_{1i}\gamma_{2i}\alpha_1\alpha_2.$$

Chikazumi și Graham [108] au tabelat cosinușii directori ai perechilor $B-B$ $(\gamma_{1i}, \gamma_{2i}, \gamma_{3i})$ și coeficienții $\alpha_i\alpha_j$ pentru 12 tipuri posibile de alunecări.

Tipul de anizotropie indusă prin laminare, menționat mai sus, este așteptat să apară în aliaje cu ordine cristalografică cu rază mare de acțiune, astfel că, distanța de alunecare este mai mică ca dimensiunea domeniilor antifază ordonate. Anizotropia indusă se numește *anizotropie de rază mare de acțiune.*

Un alt tip de anizotropie, denumită *de rază mică de acțiune*, poate fi indus cînd o parte a cristalului, pe o parte a planului de alunecare, este adus în contact cu un altul situat în afara domeniului ordonat. Atunci direcțiile perechilor $B-B$, pentru planul de alunecare (111) pot fi [011] [110] sau [101]. Pe de altă parte, atunci cînd cristalul prezintă numai ordine de rază mică de acțiune, o alunecare în lungul planului (111) conduce la creșterea numărului de perechi $B-B$ în lungul planului de alunecare. Direcțiile după care sînt orientate perechile $B-B$ sînt din nou [011], [110] și [101]. Energia de anizotropie medie a acestor perechi $B-B$ este dată de

$$\epsilon_{an,m} = (l/3)\,(\cos^2\varphi_{[011]} + \cos^2\varphi_{[110]} + \cos^2\varphi_{[101]}) =$$

$$= (l/3) \sum_k (\gamma_{1k}\alpha_1 + \gamma_{2k}\alpha_2 + \gamma_{3k}\alpha_3)^2 =$$

$$= l(n_{1i}n_{2i}\gamma_1\gamma_2 + n_{1i}n_{3i}\gamma_1\gamma_3 + n_{2i}n_{3i}\gamma_2\gamma_3), \qquad \text{(XII.5.20)}$$

unde k notează cele trei direcții ale perechilor, (n_{1i}, n_{2i}, n_{3i}), sînt cosinușii directori ai normalei la planul de alunecare. Relația (XII.5.20) descrie anizotropia uniaxială a unui sistem cu axa grea normală la planul de alunecare, în condiția $l > 0$. Numărul de perechi $B-B$ induse pe aria unitate a planului de alunecare este $N_{BB} = (1/16)\, Np'\sigma|s_i|$, unde σ este parametrul de ordine de rază mică de acțiune. Energia de anizotropie se exprimă în forma

$$\epsilon_u = \frac{1}{16} Nlp'\sigma \sum_i |s_i|\, g_i(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3), \qquad \text{(XII.5.21)}$$

unde $g_i(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = n_{1i}n_{2i}\alpha_1\alpha_2 + n_{1i}n_{3i}\alpha_1\alpha_3 + n_{2i}n_{3i}\alpha_2\alpha_3$.

Studiile experimentale evidențiază că anizotropia indusă în policristale diferă de cea în monocristale. În această ultimă situație anizotropia indusă prin laminate depinde de planele cristalografice și de direcția de laminare [127].

Calculele ce pleacă de la teoria ordinei direcționale induse prin alunecare au fost extinse [128] la cazul firelor trase, laminarea după diferite orientări cristalografice cît și la alte tipuri de structuri.

Deși multe cercetări efectuate au fost interpretate în modelul simplu, dat mai sus, situația în realitate pare mult mai complicată. S-a evidențiat în special necesitatea de a ține seama de energia magnetostatică [129]. În cazul *teoriei magnetostatice*, dislocațiile se analizează ca niște incluziuni nemagnetice. Energia de anizotropie corespunzătoare acestora se scrie $\epsilon_a^m = \epsilon_m + \epsilon_w$, unde

$$\epsilon_m = -\pi\omega\mu_0 M^2 S_d N_p \sum_i (\alpha_1\beta_{1i} + \alpha_2\beta_{2i} + \alpha_3\beta_{3i})^2,$$

$$\epsilon_w = \pi\omega\mu_0 M^2 S_d^2 N_p^2 \ln(h/\rho) \sum_i (\alpha_1\beta_{1i} + \alpha_2\beta_{2i} + \alpha_3\beta_{3i})^2. \qquad \text{(XII.5.22)}$$

Am notat prin ϵ_m energia magnetostatică proprie a dislocațiilor situate în sisteme de alunecare active, ϵ_w energia de interacție a acestora, ω volumul relativ al cristalului ocupat de deformațiile de alunecare, M magnetizarea la saturație, S_d aria regiunii cristaline nemagnetice lîngă un nucleu de dislocații, N_p și ρ reprezintă densitatea de dislocații și distanța minimă între acestea, h este lărgimea defectului de alunecare, iar β_i sînt cosinușii directori ai direcției dislocațiilor în raport cu axele tetragonale ale monocristalului.

Spre deosebire de expresiile (XII.5.19) și (XII.5.21) relațiile (XII.5.22) nu depind de parametrii de ordine, ci de gradul de neliniaritate al deformației ε, ca urmare a faptului că mărimile, N_p, h și ρ depind neliniar de ε. Deoarece $S_d N_p < 1$ și $\ln(h/\rho)$ are o dependență mică de ε, variația lui ϵ_a cu ε are un extrem la $S_d N_p \simeq [2\ln(h/\rho)]^{-1}$. Dacă $S_d N_p \ll 1$ iar $\epsilon_w \ll \epsilon_m$, pentru ε mic, energia de anizotropie este proporțională cu densitatea de dislocații.

În aliaje de permalloy, defectele de împachetare și dislocațiile pot juca un rol esențial în deformarea plastică și contribuțiile acestora la energia de anizotropie pot fi mari. În acest caz, secțiunea defectului de împachetare este elipsoidală, iar ϵ_m este dată de următoarea expresie [130]

$$\epsilon_m = (1/2)\,\omega\mu_0 M^2 S_d N_p [N_{y'} \sum_i \alpha_1\beta_{1i}^* + \alpha_2\beta_{2i}^* + \alpha_3\beta_{3i}^*)^2 +$$

$$+ N_{z'} \sum_i (\alpha_1 n_{1i} + \alpha_2 n_{2i} + \alpha_3 n_{3i})^2]. \qquad \text{(XII.5.23)}$$

Am notat prin $N_{y'}$ și $N_{z'}$ factorii de demagnetizare a defectului în direcția de alunecare, respectiv în lungul normalei la planul de alunecare, $\beta_{1,2,3}^*$ sînt cosinușii directori ai direcției de alunecare (după y') față de axele tetragonale ale monocristalului. Dacă defectul este lung comparativ cu secțiunea transversală avem $N_{x'} = 0$ și $N_{y'} + N_{z'} = 1$. Pentru $N_{y'} = N_{z'} = 1/2$ expresia (XII.5.23) se reduce la forma dată în (XII.5.22).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În compararea modelului cu valorile experimentale folosind relațiile (XII.5.19) și (XII.5.21) apar dificultăți legate de evaluarea contribuției dată de (XII.5.19) și (XII.5.21) la anizotropia magnetică. Pentru a exclude acestea, este necesar a realiza experiențe asupra probelor călite de la temperaturi mai mari ca cele de ordonare. În acest caz $\epsilon_{an} = 0$ și $\epsilon_a^m = \epsilon_u$.

Rezultatele măsurătorilor evidențiază că originea anizotropiei induse prin laminare poate fi atribuită defectelor formate la deformarea plastică. În cazul aliajelor de permaloy acestea par să fie dislocațiile și defectele de împachetare cu atomi de impurități sau vacanțe segregate pe acestea. Energia magnetostatică a acestor defecte ar corespunde cu energia de anizotropie magnetică. Modelul poate să justifice calitativ cele mai importante proprietăți ale anizotropiei induse prin laminare și anume dependența acesteia de direcția și gradul de deformare.

În cazul monocristalelor de Fe—3% Si și Fe—4% Al laminate la rece se conchide că anizotropia are originea în defectele de rețea [131, 132]. Față de aliaje cu structura cfc, la cele cu structura cvc (ca Fe—Al și Fe—Si) deformația plastică induce, în principal, dislocații elicoidale. Recoacerea anizotropiei într-o zonă de temperaturi joasă este legată de „dispariția" atomilor de impurități și a vacanțelor segregate lîngă dislocații și defecte de împachetare, iar în zona de temperaturi ridicate poate fi corelată cu modificarea structurii de dislocații și posibil și cu densitatea de dislocații.

Modelul ordinei direcționale induse prin alunecare [127] a fost îmbunătățit, în sensul de a lua în considerare teoria dislocațiilor. Acest model a fost utilizat în analiza comportării aliajelor ce prezintă ordine cristalografică de rază mare de acțiune ca Fe_3Al [133] și Ni_3Fe [134]. Studiul prin microscopie electronică a aliajului Ni_3Fe arată că în zona de deformații între (0—15)%, dislocațiile sînt dispuse în perechi. Acestea sînt dislocații ale suprarețelei de tip A. Anizotropia magnetică uniaxială indusă prin dislocațiile suprarețelei de tip A crește proporțional cu densitatea de dislocații, în concordanță cu rezultatele experimentale [135]. Anizotropia magnetică indusă prin comprimare în Ni_3Fe, este amplificată prin recoacere la 200°C, fără acțiunea cîmpului extern [136]. Se așteaptă ca anizotropia să fie proporțională cu distanța între dislocațiile perechi ale suprarețelei [137].

În cazul aliajului invar (Fe+34,8% at Ni) s-a observat lîngă T_c o dependență de cîmp a lui K_1 anormal de mare [138]. Valorile K_1 depind mult și de conținutul de impurități. S-a evidențiat prezența unei anizotropii uniaxiale, K_u ce are valori negative la temperaturi înalte și își schimbă semnul odată cu scăderea temperaturii. Comportarea menționată este atribuită distribuției anizotrope a perechilor de atomi Fe—Fe [139].

XII.5.4. Anizotropia indusă în procesele de elaborare a materialelor

Anizotropia magnetică poate fi indusă și în procesele de elaborare a materialelor și anume la creșterea monocristalelor, în obținerea păturilor subțiri prin pulverizare etc. Să analizăm succint această problemă. Bobeck și colab. [140] au evidențiat că unii granați ai pămînturilor rare crescuți în flux, au o anizotropie magnetică uniaxială cu toate că simetria lor cristalină este cubică. Din punct de vedere tehnologic, proprietatea menționată, a permis folosirea acestora la dispozitive de memorie cu

domenii cilindrice. Studiile ulterioare au evidenţiat că energia de anizotropie uniaxială depinde de tipul şi cantitatea de ioni de pămînt rar din cristal. O contribuţie la aceasta este dată şi de faţetele cristalului cît şi de temperatura de creştere a acestuia.

S-au propus diferite modele pentru a justifica această comportare. Modelul ce consideră preferinţa pentru anumite poziţii cristalografice [141, 142] poate explica aproape toate datele experimentale iar energia de anizotropie poate fi evaluată folosind numai doi parametri. În acord cu acest model *anizotropia indusă prin creştere* provine în esenţă din neuniformitatea distribuţiei ionilor de pămînt rar în cele 6 poziţii neechivalente de tip 24c ale structurii de tip granat. În acest model anizotropia uniaxială ar trebui să se anuleze, prin recoacerea probelor la temperaturi ridicate, fapt confirmat experimental [143—145]. Valorile energiilor de activare pentru procesele de redistribuire diferă. Acest fapt este atribuit diferenţei între razele ionilor constituienţi, de pămînturi rare [146]. Ca urmare, în cristal apare o distribuţie neuniformă a ionilor pămînturilor rare, ce condiţionează anizotropia uniaxială.

Valori mari ale anizotropiei induse prin creştere K_u se obţin şi prin ocuparea preferenţială a poziţiilor octaedrice, în granatul de itriu şi fier, de către ionii Ir^{4+} [147].

Păturile subţiri ale aliajelor amorfe ale pămînturilor rare cu metalele de tranziţie 3*d*, în anumite condiţii de preparare, prezintă o anizotropie cu axa de uşoară magnetizare perpendiculară la planul stratului [148]. Anizotropia perpendiculară depinde de mai mulţi parametri ai procesului de preparare [148—150]. Pe de altă parte contaminarea cu oxigen, în timpul depunerii stratului, induce o anizotropie perpendiculară în păturî subţiri de Gd—Co [151]. S-a evidenţiat o modificare a direcţiei magnetizării, de la „în plan" la perpendiculară pe acesta în procesul de recoacere [152]. Aceasta a fost explicată [153] prin anizotropia indusă prin recoacere presupunînd o ordonare anizotropă a momentelor subreţelei cobaltului, necompensate, ca urmare a oxidării preferenţiale a gadoliniului. Contaminarea cu oxigen scade anizotropia perpendiculară [154]. O analiză de detaliu a influenţei absorbţiei de oxigen asupra anizotropiei perpendiculare în păturî subţiri de Gd—Fe şi Gd—Co a fost făcută de Tsunashima şi colab. [155]. Se consideră următoarele efecte posibile: (1) ordonarea perechilor de atomi; (2) anizotropia indusă de tensiuni ca urmare a contracţiei substratului; (3) efectul magnetostatic al microstructurilor anizotrope şi (4) interacţiilor anizotrope.

XII.5.5. Anizotropia indusă prin recoacere în cîmp magnetic

Originea anizotropiei magnetice induse prin recoacerea în cîmp magnetic, în aliaje feromagnetice, a fost justificată mult timp, calitativ şi parţial cantitativ, cu ajutorul modelului ordinei direcţionale. Deşi acest model prezice: (1) dependenţa de temperatură a anizotropiei magnetice uniaxiale induse; (2) efectul recoacerii magnetice asupra constantelor de magnetostricţiune; (3) relaţia între ordonarea suprastructurii uzuale şi orientarea perechilor de atomi, s-au făcut doar cîteva verificări experimentale [156]. În aliaje Fe—Si s-au evidenţiat două procese de recoacere în cîmp magnetic. Unul din acestea are loc la aproximativ 300°C, în timp ce altul a fost observat la temperaturi mai mari ca 500°C. Aceste

procese de recoacere nu pot fi explicate numai prin mecanismul ordonării perechii. Fenomenologic pot fi descrise prin redistribuirea imperfecţiunilor structurale cauzate de tensiuni magnetostrictive, la temperaturi ridicate.

Efectele de ordonare ale imperfecţiunilor par să explice anizotropia indusă prin recoacere în cîmp magnetic în straturi subţiri de Fe, Ni şi aliajele acestora [157] cît şi în perminvar [158].

Anizotropia magnetică uniaxială indusă prin recoacere în cîmp magnetic s-a studiat şi în cobalt, aliaje Co—Ni ce prezintă transformarea $\gamma \rightleftarrows \varepsilon$ şi în aliaje Co—Fe şi Co—Ni cu transformare de fază de tip martensitic $\gamma \rightleftarrows \alpha$ [159]. S-a evidenţiat o anizotropie magnetică uniaxială mare în Co şi aliaje de Co—Ni, în timp ce în aliajele Co—Fe şi Fe—Ni aceasta este mai mică. Condiţia necesară şi suficientă pentru a induce o asemenea anizotropie uniaxială mare o constituie prezenţa cîmpului magnetic în timpul tranziţiei de fază martensitică, la răcirea de la temperaturi mai mari ca punctul tranziţiei de fază. S-a sugerat că anizotropia magnetică a cobaltului şi aliajelor acestuia se datorează alinierii direcţionale a imperfecţiunilor structurale ca defecte de împachetare care „evită" tensiunile magnetostrictive în timpul tranziţiei de fază.

Takahashi şi colab. [160] au studiat corelaţia ce există între mărimea anizotropiei uniaxiale induse şi fracţia de volum a graniţelor ce au o orientare preferată. Analiza rezultatelor experimentale evidenţiază că originea efectului de recoacere în cîmp magnetic, în Co (hc) şi aliaje Co—Ni nu o constituie textura cristalografică dezvoltată sub acţiunea cîmpului extern, în timpul răcirii de la faza γ (cfc) la ε (hc). Se apreciază că un mecanism posibil constă în alinierea anizotropă a defectelor de împachetare induse în timpul tranziţiei de fază. Studiul efectului recoacerii în cîmp magnetic, în aliaje diluate cobalt-pămînt rar (P) [161] a evidenţiat că anizotropia indusă pentru 1% greutate P creşte de 5 ori comparativ cu cea a cobaltului. În acelaşi timp, studiul prin raze X evidenţiază coexistenţa structurii cfc şi hc. Ansamblul observaţiilor pare să sprijine ideea că un rol important în efectul de recoacere, în cîmp magnetic, îl are structura fină anizotropă asociată cu nucleele de transformare de la faza γ (cfc) la ε(hc) în cîmp extern şi cu dezvoltarea fazei cfc, ca defecte de împachetare.

Satoh şi colab. [162] au studiat anizotropia uniaxială indusă în aliaje Ni—Mn parţial ordonate, în zona de compoziţie apropiată de Ni_3Mn. Originea lui K_u se atribuie unei configuraţii de spin metastabile. Temperatura la care apare K_u creşte odată cu mărirea conţinutului de mangan.

XII.5.6. Anizotropia indusă în sticlele metalice

Comportarea magnetică a sticlelor metalice a fost intens studiată în ultimii ani, aceste materiale fiind de mare interes în electrotehnică. Una din problemele interesante o constituie anizotropia magnetică.

În cazul sticlelor metalice, în stare călită, anizotropia K_u se datorează cel mai probabil deformaţiilor reziduale interne [163]. Acest fapt este în acord cu reducerea lui K_u odată cu scăderea deformaţiilor [164], cît şi cu dependenţele de temperatură similare, atît ale anizotropiei cît şi ale magnetostricţiunii [165]. Mărimea deformaţiilor depinde pronunţat de structura sticlelor metalice. Pre-recoacerea sau o uşoară călire scade

mărimea deformațiilor, în timp ce laminarea la rece o amplifică [166]. În sistemul $(Fe, Ni)_{80}B_{20}$ [167] se evidențiază o dependență liniară a lui K_u de λ_s. Valori minime K_u par să fie caracteristice pentru o compoziție a sticlelor la care $\lambda_s = 0$.

În cazul sistemelor la care $\lambda_s = 0$ deformațiile reziduale nu pot fi considerate pentru justificarea anizotropiei induse. Se sugerează apariția unei ordonări de perechi în timpul procesului de răcire [167]. Direcția de ordonare a perechilor pare să fie determinată de direcția de răcire a benzilor călite și de orientarea cîmpului magnetic. Studiul sticlelor $(Fe_yNi_{1-y})_{80}B_{20}$ [168] arată că dependența de temperatură și compoziție a lui K_u este în acord cu modelul ordinei direcționale. În cazul sticlelor $(Fe_yNi_{1-y})_{80}P_{14}B_6$ [169] dependența de compoziție și temperatură a lui K_u poate fi atribuită prezenței unei mari contribuții la K_u a atomilor metaloid cît și proceselor de difuzie rapidă în timpul răcirii, care perturbă ordonarea perechilor stabilită la temperaturi ridicate. În aliajele $(Fe_yCo_{1-y})_{78}Si_{10}B_{12}$ [170] s-a evidențiat că K_u este bine descris de modelul ordinei direcționale pentru $y > 0{,}3$. În cazul sticlelor Fe—Co [171] anizotropia magnetică uniaxială indusă poate fi justificată în modelul ordinei direcționale, dacă cîmpul magnetic folosit în măsurători este relativ intens (3 kOe $\simeq 2{,}4 \cdot 10^5$ A/m).

Anizotropia indusă de cîmp nu poate fi eliminată prin răcirea de la temperaturi mai mari decît T_c, în cîmp magnetic nul, dacă anizotropia este indusă sub T_c prin orientarea locală a magnetizării și respectiv cineticile de echilibrare sub T_c sînt mari comparativ cu viteza de răcire. Valorile K_u pot fi totuși reduse mult și în consecință permeabilitatea inițială crește prin tratament termic la $T > T_c$ și răcire destul de rapidă pentru a evita rearanjarea atomică. O creștere de 5 ori a permeabilității poate fi obținută în sticle cu $\lambda_s = 0$ din sistemele FeCoPBAl [172] și $(Fe_{0.1}Co_{0.1}Ni_{0.8})_{78}Si_8B_{14}$ [173] prin călire în apă de la 700 K. Rezultate similare se obțin în cazul sticlelor (Fe, Co, Ni)SiB, prin răcire în apă sau aer [174]. Vitezele de călire impuse pentru a preveni reordonarea magnetică sub T_c sînt mai mici pentru aliaje cu T_c mic, dacă procesele de difuzie scad mult odată cu scăderea temperaturii.

XII.6. Metode experimentale

Ne propunem în cele ce urmează să prezentăm trei metode pentru determinarea constantelor de anizotropie și anume prin măsurarea cuplului, din rezonanță feromagnetică și din curbele de magnetizare.

O analiză a aspectelor experimentale legate de studiul anizotropiei a fost făcută de Pearson [175].

În experiențe de măsurare a cuplului proba este fixată pe un sistem suspendat printr-un fir subțire; un magnet rotitor poate modifica direcția de acțiune a cîmpului magnetic într-un plan perpendicular la axa de suspensie. Cuplul exercitat asupra probei este compensat prin trecerea unui curent de intensitate I, variabilă, printr-o bobină situată între polii unui magnet permanent. Pentru o instalație tipică, erorile de reflexie, pentru cuplul maxim, sînt mai mici de 6″ iar poziția magnetului față de probă este cunoscută în mod exact.

Cuplul exercitat asupra probei este [14]

$$\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} = \left(\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \theta}\right) \mathbf{i}_\varphi - (\sin \theta)^{-1} \left(\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \varphi}\right) \mathbf{i}_\theta, \qquad \text{(XII.6.1)}$$

unde

$$\mathcal{G} = \sum_n K'_n(T, H_M) \sum_{m=-n}^{n} C'^m_n Y^m_n(\theta, \varphi) \cdot \qquad \text{(XII.6.2)}$$

Constantele de anizotropie K_n sînt date de relaţia

$$K'_n = K_n - M_n H_{im} \mu_0 \cdot \qquad \text{(XII.6.3)}$$

Am notat prin $\mathbf{u}$ versorul magnetizării $\mathbf{M}$, $\mathbf{M} = M\mathbf{u}(\theta, \varphi)$, $\partial \mathbf{u}/\partial \theta = \mathbf{i}_\theta$ şi $\partial \mathbf{u}/\partial \varphi = \mathbf{i}_\varphi \sin \theta$. Cîmpul intern $\mathbf{H}_i = \mathbf{H} - N\mathbf{M}$, N fiind coeficientul de demagnetizare a probei.

Cunoscînd astfel mărimea cuplului de torsiune exercitat asupra probei, pot fi determinate constantele de anizotropie K_n caracteristice cristalului studiat.

Probleme importante ridică modul de aliniere a probei sau de analiză a curbelor de torsiune. Astfel efectul alinierii incomplete a magnetizării probei asupra curbelor de torsiune este studiat de Smit şi colab. [176]. Gersdorf şi Aubert [12, 177] analizează modul de determinare a constantelor de anizotropie din curbele de torsiune. Metoda este particularizată la cristale de simetrie cubică. Burd şi colab. [178] discută influenţa pe care o are lipsa de paralelism a magnetizării probei şi a cîmpului extern $\mathbf{B}$, care prezintă importanţă în determinarea constantelor de anizotropie în cazul pămînturilor rare.

O instalaţie de măsurat a curbelor de torsiune, la un monocristal, sub presiune, este descrisă de Pottom [179].

Energia de anizotropie magnetocristalină poate fi determinată şi din curbele de magnetizare. Prin definiţie, energia necesară pentru a magnetiza un monocristal, după direcţia α este

$$\epsilon_\alpha = \int_0^{M_s} \mu_0 H dM. \qquad \text{(XII.6.4)}$$

Diferenţa între energiile cristalului după două direcţii α şi α' este dată de diferenţa ariilor de sub cele două curbe. Ca exemplu prezentăm în figura XII.13, curbele de magnetizare pentru un monocristal de nichel, după cele trei direcţii cristalografice [180]. Pentru a nu se introduce erori în determinarea lui K_n, este necesar ca celelalte efecte ce contribuie la energia de magnetizare (tensiuni interne create prin deformări locale etc.) să aibă un caracter izotrop.

Pentru un cristal cubic, în cazul considerării primilor doi termeni ai relaţiei fenomenologice (XII.2.5), avem

$$\epsilon_{[110]} - \epsilon_{[100]} = K_1/4; \; \epsilon_{[111]} - \epsilon_{[100]} = K_1/3 + K_2/27. \qquad \text{(XII.6.5)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În cazul unui cristal hexagonal, metoda nu conduce decît la o singură ecuație, pentru constantele K_1 și K_2 și ca atare acestea nu pot fi determinate.

Determinarea constantelor de anizotropie poate fi făcută și prin folosirea unei metode dinamice și anume prin *rezonanța feromagnetică*. La modi-

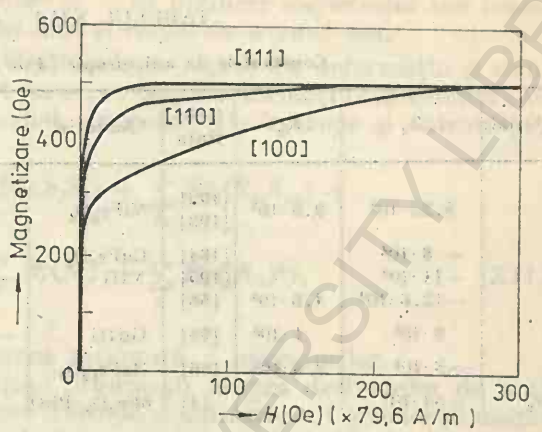


Fig. XII.13. — Curbe de magnetizare la un monocristal de nichel.

ficări mici ale direcției magnetizării comparativ cu poziția de echilibru, cuplul exercitat de către energia de anizotropie magnetocristalină este echivalentă cu cel al unui cîmp magnetic. Acest cîmp efectiv modifică cîmpul de rezonanță și ca urmare, din această deplasare a cîmpului de rezonanță, poate fi determinată constanta de anizotropie.

Deși sînt cazuri în care valorile constantelor de anizotropie determinate prin măsurători de rezonanță, concordă cu cele obținute prin metode statice [181], acest fapt nu pare să aibă un caracter de generalitate [182]. Discrepanțele observate, în general, sînt atribuite efectelor de relaxare.

XII.7. Date experimentale

Dat fiind volumul mare de cercetări experimentale întreprinse în studiul anizotropiei magnetocristaline, nu le vom putea rezuma. Vom exemplifica aceste studii cu unele date obținute în cazul aliajelor pămînturilor rare și compușilor acestora.

În cazul aliajelor cristaline binare ale Gd cu Dy, Ho și Er [183] constantele de anizotropie k_2^0 și k_4^0 variază pătratic cu conținutul de pămînt rar. Se conchide că anizotropia metalelor pămînturi rare este datorată interacției de schimb anizotrope cît și anizotropiei unui ion. Creșterea concentrației de Y în aliaje GdY conduce la o modificare de semn a constantei de anizotropie $k_2^0(0)$ cît și a variației cu temperatura a acesteia [184]. Studiul aliajelor Dy—Y și Ho—Y [185] relevă că anizotropia determinată de schimb este mică. Variația cu temperatura a parametrului de anizotropie a unui ion, în ordinul doi, este în concordanță cu un model punctual ce ia în considerare ecranarea prin electronii de conducție.

S-a studiat anizotropia magnetică a compușilor pămînturilor rare cu elemente nemagnetice ca DyZn și ErZn [186] sau PAl_2 [187, 188], cît

și a compușilor cu metale de tranziție $3d$. O sinteză a datelor privind anizotropia compușilor PFe_2 a fost dată de Clark [189]. Datele sînt analizate folosind un model care ia în considerare cîmpul cristalin al unui ion. Diferențele observate comparativ cu modelul sînt atribuite modificării în energia magnetoelastică odată cu orientarea spinului [190]. Anizotropia compușilor PCo_5 a fost studiată de Hoffer și Strnat [191].

TABELUL XII.1

Constantele de anizotropie (J/m³) la 0K

Material	K_1	K_2	Referința	Material	K_1	K_2	Referința
Fe	$5,23 \cdot 10^4$	$9,5 \cdot 10^3$	[192] [193]	$NiFe_2O_4$	$-7,2 \cdot 10^3$		[197]
	$-8 \cdot 10^4$		[194]	$CuFe_2O_4$	$-2,5 \cdot 10^4$		[198]
Ni	$-11 \cdot 10^4$		[195]	YIG	$-2,45 \cdot 10^3$		[199]
	$-12,6 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^4$	[68]				
Co	$9 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	[95]	GdIG	$-2,3 \cdot 10^4$		[199]
Gd	$-8 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^5$	[196]	$BaFe_{12}O_9$	$4,7 \cdot 10^5$		[200]
$ErFe_2$	$-54 \cdot 10^6$		[4]	$6Fe_2O_3 \cdot PbO$	$2,8 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^3$	[201]

Prezentăm în tabelul XII.1 unele valori reprezentative pentru constantele de anizotropie. Acestea variază în limite foarte largi, în funcție de materialul studiat. Măsurătorile efectuate asupra compușilor PFe_2 (unde P reprezintă un metal pămînt rar) evidențiază valori extrem de ridicate ale constantelor de anizotropie, deși structura acestora este cubică.

XII.8. Energia magnetoelastică

XII.8.1. Efecte magnetoelastice

Să considerăm un sistem magnetic descris prin hamiltonianul

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{sch} + \mathcal{H}_{cc} + \mathcal{H}_{LS} + \mathcal{H}_{el}, \qquad \text{(XII.8.1)}$$

unde $\mathcal{H}_{sch}$, $\mathcal{H}_{cc}$, $\mathcal{H}_{LS}$ și $\mathcal{H}_{el}$ descriu energia de schimb, energia cîmpului cristalin, cuplajul spin-orbită și respectiv contribuția elastică.

În ipoteza că spinii sînt localizați (XII.8.1), poate fi transformat într-un hamiltonian efectiv ce conține termenii corespunzători schimbului între doi ioni $\mathcal{J}_{fg}$ cît și anizotropia unui ion

$$\mathcal{H} \simeq \mathbf{S}_f \mathcal{J}_{fg} \mathbf{S}_g + \mathbf{S}_f D \mathbf{S}_f + \mathcal{H}_{el}. \qquad \text{(XII.8.2)}$$

În ordinul unu în componente e^{μ} ale deformației, expresia (XII.8.2) poate fi scrisă

$$\mathcal{H} \simeq \mathbf{S}_f \mathcal{J}^0_{fg} \mathbf{S}_g + \mathbf{S}_f D^0 \mathbf{S}_f + e^{\mu} \mathbf{S}_f \left(\frac{\partial \mathcal{J}_{fg}}{\partial e^{\mu}} \right) S_g +$$

$$+ e^{\mu} \mathbf{S}_f \frac{\partial D}{\partial e^{\mu}} \mathbf{S}_f + \frac{1}{2} c^{\mu} (e^{\mu})^2. \qquad \text{(XII.8.3)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Termenii ce conţin $\mathcal{J}^0_{fg}$ şi D^0 descriu schimbul a doi ioni şi respectiv efectele cîmpului electrostatic cristalin al unui ion. O situaţie mai frecvent întîlnită este aceea în care $\mathcal{J}^0_{fg}$ este izotrop şi mare comparativ cu D^0. Termenul $\partial\mathcal{J}_{fg}/\partial e^\mu$ poate prezenta atît contribuţii izotrope şi anizotrope, pe cînd, în cazul lui $\partial D/\partial e^\mu$ numai partea anizotropă are semnificaţie fizică. Derivatele $\partial\mathcal{J}_{fg}/\partial e^\mu = -B^\mu_{fg}$ şi $\partial D/\partial e^\mu = -B^\mu_f$ definesc *coeficientul sau constanta de cuplaj magnetoelastic a doi ioni* şi respectiv a *unui ion.*

Luînd ca perturbaţie derivatele în raport cu deformaţia şi minimizînd energia liberă în raport cu e^μ, se obţin deformaţiile la echilibru (omiţînd unii coeficienţi şi separînd componentele izotrope şi anizotrope):

$$e^\mu \propto \sum_{fg} B^\mu_{fg}\langle \mathbf{S}_f\mathbf{S}_g\rangle + \sum_{fg} B^\mu_{fg}\langle S_{fz}S_{gz}\rangle + \\ + \sum_f B^\mu_f\langle \mathbf{S}_i^2\rangle + \sum_f B^\mu_f\langle (S_{iz})^2\rangle, \qquad \text{(XII.8.4)}$$

unde $\langle\ \rangle$ reprezintă valoarea aşteptată a operatorilor.

Relaţia (XII.8.4) conţine informaţii asupra derivatelor de ordinul unu ale interacţiilor magnetice izotrope şi anizotrope. Coeficienţii magnetoelastici determină mărimile efectelor, în timp ce funcţiile de corelaţie descriu tipul de interacţii şi dependenţa acestora de temperatură [3, 20]. Cele patru funcţii de corelaţie ale spinului pot fi folosite la clasificarea efectelor magnetoelastice. Funcţia de corelaţie a spinului $\langle \mathbf{S}_f^2\rangle$ uneori este ignorată ca neavînd semnificaţie fizică [26], deoarece aceasta nu prezintă o dependenţă de temperatură [202], în timp ce corelaţia între spinii atomilor f şi g, $\langle \mathbf{S}_f\mathbf{S}_g\rangle$, scade mult la T_c, deşi are o valoare finită [203]. Handley [204] evidenţiază că efectele acestor interacţii de schimb intraatomice pot fi totuşi observate.

Ca o completare la cele discutate în paragraful XII.1.2, în tabelul XII.2 prezentăm o clasificare a efectelor magnetoelastice (ME), şi reflectarea acestora în distanţa medie dintre atomi cît şi asupra modulului elastic. Efectele izotrope provin din interacţiile de schimb izotrope şi Coulomb în timp ce cele anizotrope din interacţiile spin-orbită. Ultimele sînt, în general, mai mici în aliaje ale metalelor de tranziţie unde $k_BT > |K|$. Funcţiile de corelaţie ale spinului pentru doi ioni şi respectiv un ion, prezintă dependenţa de temperatură caracteristică [3, 26, 203], astfel încît se poate aprecia influenţa acestora asupra efectelor magnetoelastice.

Alinierea spinilor, odată cu aplicarea unor cîmpuri magnetice puternice sau cu scăderea temperaturii, dă naştere la magnetostricţiune de volum forţată [3, 8, 9, 26] $(\partial\omega/\partial H) = (1/v)\cdot(\mathrm{d}v/\mathrm{d}H)$ şi conduce la un coeficient de dilatare termică anormală α_M. Cele două efecte sînt legate prin expresia [9]].

$$\alpha_M(T) = \frac{1}{3}\cdot\frac{\partial\omega_s(T)}{\partial T} = \frac{1}{3}\cdot\frac{\partial\omega}{\partial H}\cdot\left(\frac{\partial M_s}{\partial T}\right)\Big/\left(\frac{\partial M_s}{\partial H}\right). \qquad \text{(XII.8.5)}$$

Am notat prin M_s magnetizarea spontană. Astfel, o probă care prezintă o dilatare termică anormală, la răcirea prin T_c, (fig. XII. 14—linie plină) se caracterizează prin $\omega_s > 0$, $\partial\omega/\partial H > 0$ şi $\alpha_M < 0$.

Magnetostricțiunea liniară λ dă naștere la o deformație anizotropă care conservă, în ordinul unu, volumul probei [3, 26, 8, 6]. Într-un mediu anizotrop, deformația depinde și de direcția magnetizării. În medalion, în figura XII.14a, se ilustrează cazul $\lambda_s > 0$.

TABELUL XII.2

Clasificarea efectelor magnetoelastice prin efectul asupra distanței medii atomice și modulului de elasticitate, în funcție de interacțiile prezente în sistemul de spini

	izotrop $\langle S_f S_g \rangle$, $\langle S_f^2 \rangle$	anizotrop $\langle S_{fz} S_{gz} \rangle$, $\langle (S_{fz})^2 \rangle$
Distanța atomică medie	magnetostricțiunea de volum spontană $\omega_s(T)$ forțată $\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial v}{\partial H}$	magnetostricțiunea liniară $\lambda_s = \frac{1}{l} \Delta l(0, \varphi, T)$ deformație magnetostrictivă $\lambda = \frac{1}{l} \Delta l(M, 0, \varphi, T)$
Modulul de elasticitate	anomaliile de volum $B(T)$, $B(x)$	Efectul „morfic" $E_s(0, \varphi, T)$ Efectul ΔE $E(M, 0, \varphi, T)$

Am notat prin M magnetizarea, x compoziția, T temperatura iar θ și φ definesc orientarea magnetizării față de axele cristalografice și respectiv față de probă.

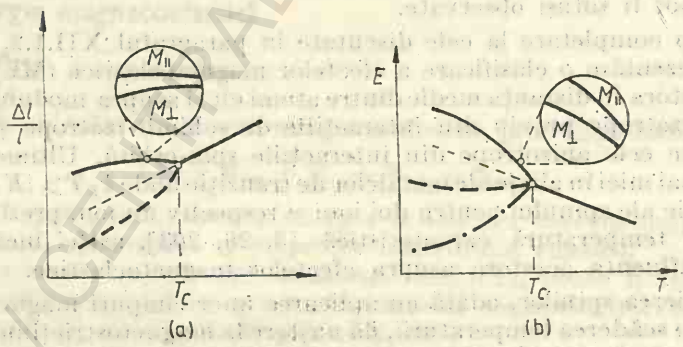


Fig. XII.14. — Reprezentările schematice ale dependenței de temperatură a contribuțiilor ME izotrope asupra distanței medii între atomi (respectiv dilatarea termică anormală) (a) și modulul elastic (b). În medalion se prezintă efectele magnetoelastice anizotrope mai mici, magnetostricțiunea (a) și efectul „morfic" (b). Linia punctată și întreruptă în (b) evidențiază efectul ΔE observat în probe nesaturate.

Anomaliile izotrope sub T_c [205—208] analoge cu α_M sau $\partial\omega/\partial H$ pot fie să amplifice (ca de exemplu la Ni [206]) sau să diminueze (invar [209, 210]) rigiditatea mediului magnetoelastic (fig. XII.14b) linia plină și respectiv punctată.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Efectul „morfic" [205, 211] este cea mai mică contribuţie magnetoelastică anizotropă la modulul de elasticitate, analogă lui λ_s. Aceasta descrie dependenţa constantelor elastice de direcţia magnetizării la valori mai mari ca cele de *saturaţie* (fig. XII. 14b, în medalion). Efectul ΔE [9, 107] ce modifică modulul de elasticitate este pătratic în λ şi apare *sub valoarea de saturaţie*. Sub acţiunea unor solicitări mici, un mediu magnetoelastic cu λ pozitiv (negativ), face ca direcţia magnetizării să se alinieze paralel (perpendicular) la direcţia tensiunii. Uşurinţa alinierii este proporţională cu raportul λ_s/K. Această aliniere a lui M_s cauzează o deformaţie magnetostrictivă proporţională cu λ_s, care este măsurată împreună cu deformarea elastică adevărată. Materialul prezintă atunci o compleanţă (E^{-1}) aparent mare, termenul ce se adaugă fiind proporţional cu λ_s^2/K (fig. XII.14b — linie întreruptă-punctată).

În final, notăm că problema magnetostricţiunii de volum spontane s-a analizat în cadrul unui model atomic [212] postulîndu-se o dependenţă pătratică a volumului atomic de momentul magnetic corespunzător. S-a admis că volumul atomic poate fi descris de poliedrele Wigner-Seitz. În cazul materialelor cu structuri cfc şi cvc „poliedrele" umplu întregul spaţiu. Acestea s-au introdus în mod convenţional în scopul de a lua în considerare valorile de graniţă pentru funcţiile de undă ale stării fundamentale metalice. S-a evidenţiat însă [213] că o definiţie mai adecvată a volumului atomic în metale feromagnetice ar implica ca acestea să nu umple întregul spaţiu.

XII.8.2. Descrierea fenomenologică a energiei magnetoelastice

Energia magnetoelastică provine din dependenţa de deformaţie a energiei de anizotropie. Pentru tensiuni mici avem $\epsilon_{me} \propto eF(\alpha)$. Am notat prin e deformaţia. Pentru a reflecta proprietăţile de simetrie ale cristalului, $\mathcal{H}_{me}$ trebuie să fie exprimat prin produsul direct între componentele deformaţiilor şi polinoame în cosinuşi directori care se transformă în acord cu aceeaşi reprezentare [3, 4, 21]. În cazul considerării modelului unui ion, conform relaţiei (XII.8.4), contribuţiile la hamiltonianul magnetoelastic sînt:

$$\mathcal{H}_{me}^1 = \sum_f \sum_\mu \sum_l \sum_j B_j^{\mu,l}(f) \sum_i e_i^{\mu,j} \mathcal{S}_i^{\mu,j}(f). \qquad \text{(XII.8.6)}$$

Am notat prin $B_j^{\mu,l}(f)$ constanta de cuplaj magnetoelastic ce depinde de poziţia f a ionului, în cazul în care ionii în reţea nu sînt echivalenţi, iar prin $\mathcal{S}_i^{\mu,j}$ polinoame normate de gradul l în componente ale spinului a căror formă este determinată din considerente de simetrie.

Similar poate fi scrisă şi contribuţia a doi ioni (modelul pereche) la hamiltonianul magnetoelastic

$$\mathcal{H}_{me}^2 = \sum_{(fg)} \sum_\mu \sum_l \sum_j B_j^{\mu,l}(f, g) \sum_i e_i^{\mu,j} \mathcal{S}^{\mu,j}(fg). \qquad \text{(XII.8.7)}$$

Prima sumare, se face, după toate perechile distincte de ioni (f, g). Mărimile $B_j^{\mu,l}$ reprezintă constantele de cuplaj magnetoelastic a doi ioni.

Din relaţiile (XII.8.6) şi (XII.8.7) am omis toţi termenii care sînt de simetrie mai joasă, termen cu termen, sau expresiile care conţin termeni antisimetrici la interschimbarea poziţiei.

Deoarece polinoamele $\mathcal{S}^{\mu,j}(f)$ şi $\mathcal{S}^{\mu,j}(fg)$ sînt similare, vom scrie în final hamiltonianul magnetoelastic în forma

$$\mathcal{H}_{me} = \sum_{\mu} \sum_{j} \sum_{l} B_j^{\mu,l} \sum_{i} e_i^{\mu,j} \mathcal{S}^{\mu,j}, \qquad \text{(XII.8.8)}$$

unde $B_j^{\mu,l}$ înglobează atît contribuţiile unui ion cît şi a perechii, la constanta de cuplaj magnetoelastic.

Pentru cristale avînd simetria cubică avem astfel

$$\mathcal{H}_{mec} = \sum_{l} B^{\alpha,l} e^{\alpha} \mathcal{S}_c^{\alpha,l} + \sum_{l} B^{\gamma,l}(e_1^{\gamma} \mathcal{S}_{1c}^{\gamma,l} + e_2^{\gamma} \mathcal{S}_{2c}^{\gamma,l}) +$$

$$+ \sum_{l} B^{\varepsilon,l}(e_1^{\varepsilon} \mathcal{S}_{1c}^{\varepsilon,l} + e_2^{\varepsilon} \mathcal{S}_{2c}^{\varepsilon,l} + e_3^{\varepsilon} \mathcal{S}_{3c}^{\varepsilon,l}), \qquad \text{(XII.8.9)}$$

iar pentru cele hexagonale

$$\mathcal{H}_{meh} = \sum_{l} (B_1^{\alpha,l} e^{\alpha,1} + B_2^{\alpha,l} e^{\alpha,2}) \mathcal{S}_h^{\alpha,l} +$$

$$+ \sum_{l} \sum_{\mu=\varepsilon,\zeta} B^{\mu,l}(e_1^{\mu} \mathcal{S}_{1h}^{\mu,l} + e_2^{\mu} \mathcal{S}_{2h}^{\mu,l}). \qquad \text{(XII.8.10)}$$

Polinoamele armonice pentru cristalele cubice $\mathcal{S}_c$, şi respectiv hexagonale $\mathcal{S}_h$ sînt prezentate în tabelele XII.3 şi XII.4 [4,21].

Folosind sistemul de coordonate carteziene, şi limitîndu-ne la $l = 0$; 2, hamiltonianul magnetoelastic pentru cristale cubice şi hexagonale poate fi scrisă:

$$\mathcal{H}_{mec} = b_0(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) + b_1(\alpha_x^2 e_{xx} + \alpha_y^2 e_{yy} + \alpha_z^2 e_{zz}) +$$

$$+ b_2(\alpha_x \alpha_y e_{xy} + \alpha_y \alpha_z e_{yz} + \alpha_z \alpha_x e_{zx}), \qquad \text{(XII.8.11)}$$

$$\mathcal{H}_{meh} = b_{11}(e_{xx} + e_{yy}) + b_{12} e_{zz} + b_{21}(\alpha_z^2 - 1/3)(e_{xx} + e_{yy}) +$$

$$+ b_{22}(\alpha_z^2 - 1/3)\, e_{zz} + b_3[(1/2)\,(\alpha_x^2 - \alpha_y^2)(e_{xx} - e_{yy}) +$$

$$+ \alpha_x \alpha_y e_{xy}] + b_4(\alpha_z \alpha_x e_{zx} + \alpha_y \alpha_z e_{yz}). \qquad \text{(XII.8.12)}$$

XII 8.3. Deformaţii la echilibru

Energia magnetoelastică este o funcţie liniară de $e_i^{\mu,j}$. Ca atare, cristalul îşi va modifica dimensiunile pînă cînd deformaţia este contrabalansată de energia elastică înmagazinată. Deformaţia la echilibru se obţine prin minimizarea energiei sistemului descris de relaţia (XII.1.1), unde

$$\mathcal{H}_e + \mathcal{H}_{me} = (1/2) \sum_{\mu,i,j} c_{ij}^{\mu} \sum_{i} e^{\mu,i} e^{\mu,j} - \sum_{\mu,j,l} B_j^{\mu,l}(f) \sum_{i} e_i^{\mu,j} \mathcal{S}_i^{\mu,j}(f) -$$

$$- \sum_{\mu,j,l(fg)} B_j^{\mu,l}(fg) \sum_{i} e_i^{\mu,j} \mathcal{S}_i^{\mu,j}(fg). \qquad \text{(XII.8.13)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Astfel $\partial\mathcal{H}/\partial e_i^{\mu,j} = 0$. Termenii din hamiltonian ce depind de $e_i^{\mu,j}$ sînt $\mathcal{H}_e$ şi $\mathcal{H}_{me}$, astfel că $\partial(\mathcal{H}_e+\mathcal{H}_{me})/\partial e_i^{\mu,j}=0$. Deoarece $\mathcal{H}_e \propto (e_i^{\mu,j})^2$ iar $\mathcal{H}_{me} \propto e_i^{\mu,j}$, minimul energiei se obţine pentru valori $e_i^{\mu,j} \neq 0$. În final avem

$$\sum_{\mu,j} c_{ij}^{\mu} e^{\mu,i} = \sum_{\mu,j,l} B_j^{\mu,l}(f)\, \mathcal{S}_i^{\mu,l}(f) + \sum_{\mu,j,l(fg)} B_{ij}^{\mu,l}(fg)\, \mathcal{S}_i^{\mu,l}(fg). \qquad \text{(XII.8.14)}$$

Relaţia (XII.8.14) poate fi particularizată pentru diferite tipuri de simetrii.

TABELUL XII.3

Polinoame în $\mathcal{S}^{\mu,j}$ pentru structurile cubice [4,21]*)

$$\mathcal{S}^{\alpha,0} = 1/\sqrt{3}$$

$$\mathcal{S}_1^{\gamma,2} = (\sqrt{2}/3)(\alpha_3^2 - (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)/2)$$

$$\mathcal{S}_2^{\gamma,2} = \sqrt{1/2}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)$$

$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,2} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2$$

$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,2} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3$$

$$\mathcal{S}_3^{\varepsilon,2} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3$$

$$\mathcal{S}^{\alpha,4} = \sqrt{1/3}(\alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2 + \alpha_1^2\alpha_2^2 - 1/5)$$

$$\mathcal{S}_1^{\gamma,4} = (\sqrt{2}/3)\,[\alpha_3^4 - (\alpha_1^4 + \alpha_2^4)/2 - (6/7)(\alpha_3^2 - (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)/2)]$$

$$\mathcal{S}_2^{\gamma,4} = \sqrt{1/2}[\alpha_1^4 - \alpha_2^4 - (6/7)(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)]$$

$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,4} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_3^2 - 1/7)$$

$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,4} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3(\alpha_2^2 - 1/7)$$

$$\mathcal{S}_3^{\varepsilon,4} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3(\alpha_1^2 - 1/7)$$

$$\mathcal{S}^{\alpha,6} = \sqrt{1/3}[\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 - (1/11)(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) - 1/105]$$

$$\mathcal{S}_1^{\gamma,6} = \sqrt{2/3}[\alpha_3^6 - (\alpha_1^6 + \alpha_2^6)/2 - (15/11)(\alpha_3^4 - (\alpha_1^4 + \alpha_2^4)/2) + (5/11)(\alpha_3^2 - (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)/2)]$$

$$\mathcal{S}_2^{\gamma,6} = \sqrt{1/2}[\alpha_1^6 - \alpha_2^6 - (15/11)(\alpha_1^4 - \alpha_2^4) + (5/11)(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)]$$

$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,6} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_3^4 - (6/11)\,\alpha_3^2 + 1/33)$$

$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,6'} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 - (5/8)(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2]$$

$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,6} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3(\alpha_2^4 - (6/11)\,\alpha_2^2 - 1/33)$$

$$\mathcal{S}_2^{\delta,6'} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3[\alpha_1^4 + \alpha_3^4 - (5/8)(\alpha_1^2 + \alpha_3^2)^2]$$

$$\mathcal{S}_3^{\varepsilon,6} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3(\alpha_1^4 - (6/11)\,\alpha_1^4 + 1/33)$$

$$\mathcal{S}_3^{\varepsilon,6'} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3[\alpha_2^2 + \alpha_3^2 - (5/8)(\alpha_2^2 + \alpha_3^2)^2]$$

*) Coeficienţii de normare a polinoamelor sînt conform cu Lacheisserie [21].

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

TABELUL XII.4

Polinoame în $\mathcal{S}_h^{\mu,j}$ pentru structurile hexagonale [4, 21]*)

$$\mathcal{S}^{\alpha,0} = 1\sqrt{3}$$
$$\mathcal{S}^{\alpha,2} = \sqrt{3/2}(\alpha_3^2 - 1/3)$$
$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,2} = \sqrt{1/2}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)$$
$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,2} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2$$
$$\mathcal{S}_1^{\zeta,2} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3$$
$$\mathcal{S}_2^{\zeta,2} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3$$
$$\mathcal{S}^{\alpha,4} = \sqrt{3/2}(\alpha_3^4 - (6/7)\alpha_3^2 + 3/35)$$
$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,4} = \sqrt{1/2}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)(\alpha_3^2 - 1/7)$$
$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,4} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_3^2 - 1/7)$$
$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,4'} = \sqrt{1/8}(\alpha_1^4 - 6\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^4)$$
$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,4'} = -\sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)$$
$$\mathcal{S}_1^{\zeta,4} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3(\alpha_3^2 - 3/7)$$
$$\mathcal{S}_2^{\zeta,4} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3(\alpha_3^2 - 3/7)$$
$$\mathcal{S}^{\alpha,6} = \sqrt{3/2}(\alpha_3^6 - (15/11)\alpha_3^4 + (5/11)\alpha_3^2 - 5/231)$$
$$\mathcal{S}^{\alpha,6'} = \sqrt{3/2}(\alpha_1^6 - 15\alpha_1^4\alpha_2^2 + 15\alpha_1^2\alpha_2^4 - \alpha_2^6)$$
$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,6} = \sqrt{1/2}(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)(\alpha_3^4 - (6/11)\alpha_3^2 + 1/33)$$
$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,6} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_3^4 - (6/11)\alpha_3^2 + 1/33)$$
$$\mathcal{S}_1^{\varepsilon,6'} = \sqrt{1/8}(\alpha_1^4 - 6\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^4)(\alpha_3^2 - 1/11)$$
$$\mathcal{S}_2^{\varepsilon,6'} = -\sqrt{2}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)(\alpha_3^2 - 1/11)$$
$$\mathcal{S}_1^{\zeta,6} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3(\alpha_3^4 - (10/11)\alpha_3^2 + 5/33)$$
$$\mathcal{S}_2^{\zeta,6} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3(\alpha_3^4 - (10/11)\alpha_3^2 + 5/33)$$
$$\mathcal{S}_1^{\zeta,6'} = \sqrt{2}\alpha_1\alpha_3(\alpha_1^4 - 10\alpha_1^2\alpha_2^2 + 5\alpha_2^4)$$
$$\mathcal{S}_2^{\zeta,6} = \sqrt{2}\alpha_2\alpha_3(\alpha_2^4 - 10\alpha_1^2\alpha_2^2 + 5\alpha_1^4)$$

În cazul cristalelor cu simetrie cubică se scrie

$$e^\alpha = -\sum_l \frac{B^{\alpha,l}}{c^\alpha}\mathcal{S}_c^{\alpha,l};\ \underset{i=1,2}{e_i^\gamma} = -\sum_l \frac{B^{\gamma,l}}{c^\gamma}\mathcal{S}_{ic}^{\gamma,l};\ \underset{i=1,2,3}{e_i^\varepsilon} = -\sum_l \frac{B^{\varepsilon,l}}{c^\varepsilon}\mathcal{S}_{ic}^{\varepsilon,l}. \qquad \text{(XII.8.15)}$$

Ţinînd seama de relaţia (XII.2.24) şi notînd [21]

$$B^{\mu,l} = -\lambda^{\mu,l}c^\mu, \qquad \text{(XII.8.16)}$$

avem

$$\delta l/l = \sum_\mu \sum_l \lambda^{\mu,l} \sum_i B_i^\mu \mathcal{S}_{ic}^{\mu,l}. \qquad \text{(XII.8.17)}$$

---

*) Coeficienţii de normare a polinoamelor sînt conform cu Lacheisserie [21].

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Limitîndu-ne la termenii în $l = 2$, din relaţia (XII.8.17) regăsim expresia magnetostricţiunii evidenţiată în relaţia (XII.2.22)

$$\delta l/l = (1/3)\lambda^{\alpha,0} + (3/2)\,\lambda_{100} \sum_i (\alpha_i^2\beta_i^2 - 1/3) + 3\lambda_{111} \sum_{i \neq j} \alpha_i\alpha_j\beta_i\beta_j. \quad \text{(XII.8.18)}$$

Am notat $\lambda^{\gamma,2} = (3/2)\lambda_{100}$; $\lambda^{\varepsilon,2} = (3/2)\lambda_{111}$ iar $i, j = x, y, z$. Relaţia (XII.2.22) este imediată. Pentru cazul magnetostricţiunii izotrope, unde $\lambda^{\gamma,2} = \lambda^{\varepsilon,2}$ avem

$$\delta l/l = (1/3)\,\lambda^{\alpha,0} + (3/2)\,\lambda_S(\cos^2\theta - 1/3), \quad \text{(XII.8.19)}$$

unde $\lambda^{\alpha,0}$ reprezintă modificarea lungimii corespunzătoare anomaliei de volum.

Magnetostricţiunea $\lambda = \delta l/l$, poate fi scrisă frecvent în funcţie de coeficienţii $\lambda^{\mu,l}$. Aceste expresii pentru cristale avînd simetriile cubice, hexagonale, tetragonale şi ortorombice sînt tabelate [21]. Pentru cristale avînd simetria hexagonală sînt valabile relaţiile:

$$B_1^{\alpha,0} = -c_{11}^{\alpha}\lambda_1^{\alpha,0} - \sqrt{2}c_{12}^{\alpha}\lambda_2^{\alpha 0}; \quad B_1^{\alpha,\lambda} = -(\sqrt{2}/3)\,c_{11}^{\alpha}\lambda_1^{\alpha,l} - (2/3)\,c_{12}^{\alpha}\lambda_2^{\alpha,l}$$

$$B_2^{\alpha,0} = -c_{12}^{\alpha}\lambda_1^{\alpha,0} - \sqrt{2}\,c_{22}^{\alpha}\lambda_2^{\alpha,0}; \quad B_2^{\alpha,l} = -(\sqrt{2}/3)\,c_{12}^{\alpha}\lambda_1^{\alpha,l} - (2/3)\,c_{22}^{\alpha}\lambda_2^{\alpha,l}, \quad \text{(XII.8.20)}$$

$$B^{\varepsilon,l} = -c^{\varepsilon}\lambda^{\varepsilon,l}; \quad B^{\zeta,l} = -c^{\zeta}\lambda^{\zeta,l}.$$

Variaţia relativă de volum ω este dată de termenii pentru care $\mu = \alpha$.

Pentru cristale cubice avem:

$$\omega = \delta v/v = \lambda^{\alpha,0} + \lambda^{\alpha,4}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2 - 1/5) +$$

$$+ \lambda^{\alpha,6}[\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 - (1/11)(\alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2 + \alpha_1^2\alpha_2^2 - 1/105)]. \quad \text{(XII.8.21)}$$

Coeficienţii de magnetostricţiune folosiţi în dezvoltarea în armonice sferice sînt legaţi de constantele tradiţionale [13] prin relaţiile:

$$\lambda^{\alpha,0} = 3(h_0 + (1/5)h_3 + \ldots), \qquad \lambda^{\gamma,4} = 3h_3 + \ldots,$$

$$\lambda^{\gamma,2} = h_1 + (6/7)h_4 + \ldots, \qquad \lambda^{\gamma,4} = h_4 + \ldots, \quad \text{(XII.8.22)}$$

$$\lambda^{\varepsilon,2} = h_2 + (1/7)h_5 + \ldots, \qquad \lambda^{\varepsilon,4} = h_5 + \ldots$$

Corespondenţa cu alte notaţii folosite pînă în prezent, în literatura de specialitate, este dată în tabelul XII.5.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

TABELUL XII.5

Corespondența între diferite notații ce descriu magnetostricțiunea

Lacheis-serie	Birss	Bozorth	Mason	Clark*) și colab.
$\lambda_1^{\alpha,0}$	$3R_0+R_1+2R_2+$ $+\frac{2}{3}R_3+\frac{2}{3}R_5$			$2\lambda_0^{\alpha,0}+\lambda_1^{\alpha,0}$
$\lambda_2^{\alpha,0}$	$R_1+\frac{2}{3}R_3-\frac{1}{3}R_5$			$\lambda_1^{\alpha,0}-\lambda_0^{\alpha,0}$
$\lambda_1^{\alpha,2}$	$-3R_2-R_3-R_5$	$-(\lambda_A+\lambda_B+\lambda_C)$	$-\frac{8}{7}A-2D+\frac{1}{7}E+$ $+\frac{3}{7}F-G$	$2\lambda_0^{\alpha,2}+\lambda_1^{\alpha,2}$
$\lambda_2^{\alpha,2}$	$-R_3+\frac{1}{2}R_5$	$\frac{1}{2}(\lambda_A+\lambda_B-2\lambda_C)$	$\frac{4}{7}A+D+\frac{1}{7}E-G$	$\lambda_1^{\alpha,2}-\lambda_0^{\alpha,2}$
$\lambda_1^{\alpha,4}$			$A-E-3F$	
$\lambda_2^{\alpha,4}$			$-\frac{1}{2}A-E$	
$\lambda^{\varepsilon,2}$	R_4	$\lambda_A-\lambda_B$	$\frac{2}{7}B+2C$	$\lambda^{\gamma,2}$
$\lambda^{\varepsilon,4}$			$2B$	
$\lambda^{\varepsilon,4'}$			$-2A$	
$\lambda^{\zeta,2}$	$\frac{1}{2}R_4$	$-\frac{1}{2}(\lambda_A+\lambda_C-4\lambda_D)$	$\frac{1}{2}H+\frac{3}{14}I$	$\lambda^{\varepsilon,2}$
$\lambda^{\zeta,4}$			$\frac{1}{2}I$	

*) În unele lucrări anterioare s-a înlocuit $\lambda_0^{\alpha,0}$ prin $\lambda_1^{\alpha,0}$ iar $\lambda_1^{\alpha,0}$ prin $\lambda_2^{\alpha,0}$.

XII 8.4. Corelații între coeficienții de anizotropie și magnetostricțiune în modelul Néel

Modelul Néel [63] al anizotropiei a fost descris în paragraful XII.3. În paragraful de față vom evidenția modul în care acesta poate fi utilizat în analiza magnetostricțiunii. Pentru aceasta este necesar a determina

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

variaţia energiei magnetice ce corespunde unei deformaţii definite prin componentele e_{ii}^{μ} şi e_{ij}^{μ} ale tensorului magnetostricţiunii. Pentru aceasta vom calcula valoarea medie a relaţiei (XII.3.23) sumînd această expresie pentru atomii vecini la un atom dat, luat ca origină. Prin compararea expresiei astfel obţinută cu energia totală a cristalului, se obţin atît coeficienţii de anizotropie cît şi cei de cuplaj magnetoelastic $B^{\mu,l}$. Valorile k_l şi $B^{\mu,l}$ în funcţie de parametrii h, l, m şi q din relaţia (XII.2.23) sînt tabelaţi de Lacheisserie [214], pentru cristale de simetrie cubică ($l = 0$; 2 şi 4) şi, respectiv, pentru cristalele hexagonale, luînd în considerare primele 5 sfere de coordonaţie. Analizînd expresiile obţinute pentru k_l şi $B^{\mu,l}$ se observă că intervin numai coeficienţii g_n şi $(\partial g_n/\partial r)r$ pentru care $n = l$. Pot fi evidenţiate două serii de relaţii fundamentale între coeficienţii $B^{\mu,l}$ şi k_l [21]:

$$B^{\alpha,l} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial k_l}{\partial r} r_0 \qquad \text{pentru } l = 0;\ 2;\ 4;\ 6;\ldots \text{ în cristale cubice,} \tag{XII.8.23}$$

$$B_i^{\alpha,l} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial k_l}{\partial r} r_0 \qquad \text{pentru } l = 0;\ 2;\ 4;\ldots \text{ în cristale hexagonale.} \tag{XII.8.24}$$

Exprimînd relaţiile (XII.8.23) şi (XII.8.24) în funcţie de $\omega = dv/v$, avem

$$B^{\alpha,l} = \frac{\partial k_l}{\partial \omega}; \quad B_i^{\alpha,l} = \frac{\partial k_l}{\partial \omega}. \tag{XII.8.25}$$

Introducînd compresibilitatea $\varkappa$ a cristalului, dependenţa de presiune a coeficienţilor de anizotropie se poate scrie [214]:

a) pentru cristale de simetrie cubică

$$\frac{1}{k_l} \cdot \frac{\partial k_l}{\partial p} = -\varkappa \frac{B^{\alpha,l}}{k_l} = \frac{3\lambda^{\alpha,l}}{k_l}; \tag{XII.8.26}$$

b) pentru cristale de simetrie hexagonală

$$\frac{1}{k_l} \frac{\partial k_l}{\partial p} = -\varkappa \frac{B_i^{\alpha,l}}{k_l}. \tag{XII.8.27}$$

Se evidenţiază şi a doua serie de relaţii fundamentale ce leagă coeficienţii $B^{\alpha,l}$ şi k_l:

a) pentru cristale de simetrie cubică

$$k_4 + 2B^{\alpha,4} + (2/3)B^{\gamma,4} - (1/2)\ B^{\varepsilon,4} = 0; \tag{XII.8.28}$$

$$k_6 + 2B^{\alpha,6} - B^{\gamma,6} + (5/2)\ B^{\varepsilon,6} - (33/16)\ B^{\varepsilon,6'} = 0; \tag{XII.8.29}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

b) pentru cristale de simetrie hexagonală

$$\sqrt{3}k_2 + 2\sqrt{3}B_1^{\alpha,2} - B_2^{\alpha,2} + 2B^{\gamma,2} - B^{\varepsilon,2} = 0, \qquad \text{(XII.8.30)}$$

$$2\sqrt{3}k_4 + 4\sqrt{3}B_1^{\alpha,4} - 2B_2^{\alpha,4} + 3B^{\gamma,4} + 0 \cdot B^{\gamma,4'} - B^{\varepsilon,4} = 0 \qquad \text{(XII.8.31)}$$

Relațiile (XII.8.23) și (XII.8.24) și respectiv (XII.8.26) și (XII.8.27) sînt independente de modelul utilizat. Ecuațiile (XII.8.28) și (XII.8.31) sînt analogele magnetice ale ecuațiilor Cauchy din elasticitate și sînt valabile, dacă forțele interatomice derivă dintr-un potențial central. Ecuațiile (XII.8.30) și (XII.8.31) au fost obținute [214], considerînd 26 atomi aflați în primele sfere de coordinație în timp ce pentru cristalele cubice, în relațiile (XII.8.28) și (XII.8.29), s-au luat în considerare 6, 8 și respectiv 12 vecini apropiați. În aceste situații, atomii aflați în sfera a doua de coordinație sau în sfere mai îndepărtate, sînt de asemenea situați pe o rețea cubică, deci relațiile rămîn valabile.

Am evidențiat deja că dependența de temperatură a coeficienților $B^{\mu,l}$ și k_l pentru același l este identică, deci relațiile (XII.8.28) și (XII.8.31) sînt valabile pentru orice temperaură. Ca atare putem testa valabilitatea acestui model. Vom analiza datele experimentale în cazul fierului și respectiv cobaltului [214].

Pentru fier, folosind constantele de magnetostricțiune măsurate de Lourens și Viljoen [215], constantele elastice determinate de Kimura și Ohno [216] și constantele de anizotropie [217] se poate arăta că relația (XII.8.28) este verificată. O analiză atentă arată că în cazul fierului este valabil modelul pereche dacă nu se neglijează influența vecinilor de ordinul doi. Relația (XII.8.26) pare să nu fie întrutotul verificată, probabil ca urmare a lipsei de precizie a datelor experimentale [214]. Menționăm că datele experimentale obținute pentru nichel nu verifică ecuațiile stabilite mai sus. Pentru cobalt, relația (XII.8.27) este bine verificată în timp ce condiția (XII.8.28) nu este întrutotul satisfăcută. Acest fapt sugerează că modeful pereche nu poate fi folosit în analiza comportării cobaltului și nichelului.

XII.9. Dependența de temperatură a magnetostricțiunii pentru sisteme cu momente localizate

Analizînd dependența de temperatură a magnetostricțiunii, Callen și Callen [218] evidențiază că în mecanismul unui ion avem:

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} = \frac{\langle Y_l^0(S')\rangle_T}{\langle Y_l^0(S')\rangle_0}, \qquad \text{(XII.9.1)}$$

unde $\langle Y_l^0\rangle$ reprezintă aceeași mărime ca în cazul anizotropiei magnetice (relația XII.4.9). Această identificare a fost făcută prima dată de Kittel și Van Vleck [18], care au subliniat că coeficientul de magnetostricțiune, la temperaturi joase, urmează o lege de puteri în $l(l+1)/2$.

Să analizăm modul în care coeficienții magnetoelastici reflectă dependența de temperatură a funcțiilor de corelație. Coeficienții magneto-

elastici efectivi sînt dați de [3]:

$$B^{\mu}_{jj'}(f;\ T,\ H) = 0, \text{ dacă } \Gamma = \Gamma_{\alpha} \text{ și } j' = 1; \tag{XII.9.2}$$

$$= \bar{B}^{\mu}_{jj'}(f)\ \mathcal{L}_f(T, H), \text{ altfel};$$

$$B^{\mu}_{jj'}(f,\ g;\ T,\ H) = \bar{B}^{\mu}_{jj'}(f,\ g)\ \mathfrak{J}_{fg}(T,\ H), \text{ dacă } \Gamma = \Gamma_{\alpha} \text{ și } j' = 1,$$

$$= \bar{B}^{\mu}_{jj'}(f,\ g)\ \mathcal{L}_{fg}(T,\ H), \text{ altfel.} \tag{XII.9.3}$$

Funcțiile de corelație longitudinală a doi ioni, $\mathcal{L}_{fg}$, și respectiv a unui ion $\mathcal{L}_f$, cît și funcția de corelație izotropă a doi ioni, $\mathfrak{J}_{fg}$, sînt definite prin:

$$\mathcal{L}_f(T,\ H) = \frac{\langle S^2_{fz} - (1/3)S(S+1)\rangle}{\{\mathrm{Tr}[S^2_{fz} - (1/3)S(S+1)]^2\}^{1/2}} =$$

$$= \left(\frac{(2S+3)!}{5!(2S-2)!}\right)^{1/2} \langle S^2_{fz} - (1/3)S(S+1)\rangle, \tag{XII.9.4}$$

$$\mathcal{L}_{fg}(T,\ H) = \frac{\langle S_{fz}S_{gz} - (1/3)\mathrm{S}_f\mathrm{S}_g\rangle}{\{\mathrm{Tr}[S_{fz}S_{gz} - (1/3)\mathrm{S}_f\mathrm{S}_g]^2\}^{1/2}} = \frac{3\sqrt{3}\langle S_{fz}S_{gz} - (1/3)\mathrm{S}_f\mathrm{S}_g\rangle}{\sqrt{2}S(S+1)(2S+1)}, \tag{XII.9.5}$$

$$\mathfrak{J}_{fg}(T,\ H) = \frac{\langle \mathrm{S}_f\mathrm{S}_g\rangle}{\{\mathrm{Tr}(\mathrm{S}_f\mathrm{S}_g)^2\}^{1/2}} - \frac{\sqrt{3}\langle \mathrm{S}_f\mathrm{S}_g\rangle}{S(S+1)(2S+1)}. \tag{XII.9.6}$$

Dependența de temperatură și cîmp a coeficienților de cuplaj magnetostrictivi efectivi și deci a constantelor de magnetostricțiune este descrisă prin funcțiile de corelație (XII.9.4)) — (XII.9.6). Funcția de corelație izotropă (XII.9.6) intervine în analiza tensiunilor deplin simetrice $\Gamma = \Gamma_{\alpha}$. Deformațiile cu simetria mai scăzută sînt asociate numai cu funcțiile de corelație longitudinală.

Dilatarea de volum $e^{\alpha,l}$, este o tensiune deplin simetrică numai pentru grupurile punctuale ce au o simetrie cubică. Constanta de magnetostricțiune corespunzătoare conține contribuții ale mecanismului implicînd doi ioni date de (XII.9.3). Pentru toate grupurile punctuale necubice, dilatarea de volum este degenerată. În acest caz, dependența de temperatură resultantă provine dintr-o combinație liniară a funcțiilor de corelație izotropă și longitudinală.

Coeficientul magnetoelastic, specific mecanismului unui ion, provenind din termenii magnetoelastici de ordin mai înalt, în ordinul unu în deformații și de grad l în spin, are dependența de temperatură a lui $\langle Y^0_l\rangle$. Coeficientul corespunzător, în modelul pereche, de același grad, are dependența de temperatură a lui $\langle Y^0_l(f,\ g)\rangle$, unde $Y^0_l(f,\ g)$ este operatorul specific mecanismului a doi ioni, izomorf cu $Y^0_l(f)$.

În modelul unui ion, în conformitate cu (XII.9.1), avem

$$\lambda(T) = \lambda(0)\,\hat{I}_{l+1/2}[\mathcal{L}^{-1}(M_r)], \tag{XII.9.7}$$

unde am notat prin $\hat{I}_{l+1/2} = I_{l+1/2}/I_{1/2}$, iar $\mathcal{L}$ este funcția Langevin.

Să analizăm funcţia de corelaţie izotropă $\mathfrak{J}_{fg}(T,H)$. Componentele magnetostricţiunii care depind de această funcţie de corelaţie sînt tensiunile deplin simetrice $e^{\alpha,j}$. Pentru cristale cu simetrie cubică, există numai o astfel de tensiune, dilatarea de volum. Dependenţa de temperatură şi cîmp a acesteia este determinată în întregime de $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$. Pentru alte tipuri de simetrii, atît $e^{\alpha,1}$ cît şi $e^{\alpha,2}$ sînt deplin simetrice şi fiecare este determinată de o combinaţie liniară a lui $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ şi a funcţiilor de corelaţie longitudinale $\mathfrak{L}_f$ şi $\mathfrak{L}_{fg}$. Astfel, λ^α pentru cristale cubice şi λ^α_{11} şi λ^α_{21} pentru alte tipuri de cristale, depind de funcţia de corelaţie izotropă $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$. Aceasta determină dilatarea de volum izotropă şi deformaţia liniară izotropă. Dependenţa de temperatură a lui $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ determină coeficientul de dilatare termică (de volum) anormal α_{mag} şi dilatarea termică anormală după axa z. Dependenţa de cîmpul magnetic a lui $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ determină magnetostricţiunea de volum forţată izotropă şi dilatarea forţată, izotropă după axa z.

În figura XII.15 prezentăm dependenţa de temperatură a coeficientului de dilatare termică a nichelului [219] Pentru comparaţie, pe aceeaşi figură s-a reprezentat o comportare de tip Gruneisen (linie subţire) caracteristică pentru un material nemagnetic. Diferenţele între cele două curbe le constituie α_{mag}. Valoarea maximă a diferenţei se găseşte la T_c unde $\mathfrak{J}_{fg}(T, 0) \propto \langle S_f S_g \rangle$ este puternic dependent de temperatură. Integrînd

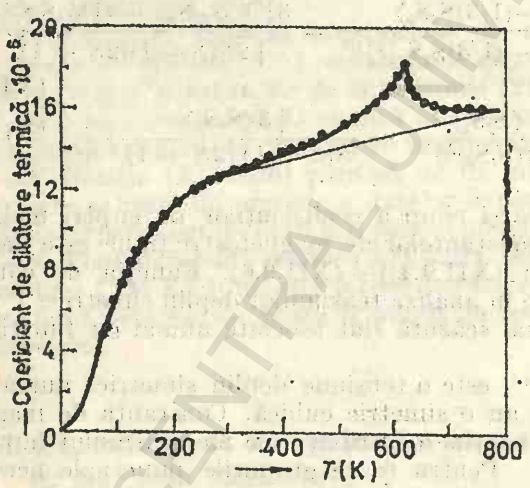


Fig. XII.15. — Dependenţa de temperatură a coeficientului de dilatare termică a nichelului.

α_{mag} de la $T = \infty$ pînă la temperatura T, se obţine $(\delta v/v)_{iz} = \lambda^\alpha_{11}(T, 0)$. În nichel această dilatare este de 10^{-4} la 0K, în timp ce ceilalţi coeficienţi de magnetostricţiune sînt de ordinul 10^{-5}.

Pentru a calcula $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ trebuie să se adopte un model particular. În aproximaţia cîmpului molecular $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ poate fi descris prin $M_r^2(T, H)$. Valabilitatea aproximaţiei este însă limitată (capitolul VII.4). Callen şi Callen [3] pentru a explicita $\mathfrak{J}_{fg}(T, H)$ folosesc un model al aglomerărilor pe care îl particularizează pentru sistemele EuO, EuS şi Gd.

Funcţia de *corelaţie longitudinală a doi ioni*, la temperaturi foarte joase, $(T \ll T_c)$, satisface o lege în puteri în $l(l+1)/2$ şi deci $(3/2S^2)$ $\langle S_{fz}S_{gz} - (1/3)\, S_f S_g \rangle \propto M_r^3(T, H)$. Acest rezultat se poate aplica la ionii f

și g care sînt puternic corelați. Pentru ionii f și g suficient de separați, spinii sînt independenți și $(3/2S^2)\langle S_{fz}S_{gz} - (1/3)S_fS_g\rangle = M_r^2(T, H)$. Tranziția de la o dependență de forma M_r^3 la una în M_r^2, are loc pentru distanțe ce sînt egale cu cea mai mică lungime de undă a undei de spin excitată termic la o temperatură dată $k_BT \simeq 2Sz\}\, a^2(2\pi/R)^2 \simeq \hbar\omega$.

Pentru aplicații practice avem $\mathcal{L}_{fg}(T, H) \simeq [6^{1/2}S/(S+1)((2S+1]\cdot M_r^2(T, H)$. Astfel, analiza dependenței de temperatură a magnetostricțiunii la gadoliniu poate fi descrisă de $\lambda^{\varepsilon,2} = A\hat{I}_{5/2}(x) + BM_r^2(T, H)$. Rezultatele experimentale [220—222] corespund bine cu curba calculată pentru $A = 351 \cdot 10^{-6}$ și $B = -243 \cdot 10^{-6}$.

Magnetostricțiunea forțată, la $T < T_c$, urmează o dependență liniară de cîmpul extern H și în H^2 în regiunea paramagnetică [3]. Aceste tipuri de dependențe sînt în general acceptate pentru materiale feromagnetice și ferimagnetice. Dependența liniară în H a fost observată în ferite, pămînturi rare, metale de tranziție și aliaje ale acestora. În general, măsurătorile s-au făcut la cîmpuri de intensitate mică. Magnetostricțiunea forțată în antiferomagneți evidențiază o dependență în H^2.

Moral și Brooks [223] au calculat magnetostricțiunea în materiale feromagnetice, ferimagnetice și antiferomagnetice, folosind aproximația undei de spin. Metoda constă, în esență, în determinarea mediilor termice ale operatorilor echivalenți a cîmpului electrostatic cristalin. Hamiltonianul magnetoelastic include contribuțiile cîmpului electrostatic cristalin cît și energia de schimb. Dependența de cîmp și temperatură a magnetostricțiunii, la feromagneți și ferimagneți, este dată de

$$\lambda(T, H_i) = \lambda_0(T) + \lambda_1(T)\, H_i^{1/2} + \lambda_2(T)H_i +$$

$$+ \lambda_3(T)\, H_i^{3/2} + \lambda_4(T)\, H_i^2 + \lambda_5(T)\, H_i^3 + \ldots, \qquad \text{(XII.9.8)}$$

unde H_i include cîmpul extern H și cel de anizotropie H_a. Pentru H_a mic, comparativ cu cîmpul extern, magnetostricțiunea prezintă o dependență în $H^{1/2}$, iar pentru cîmpuri de anizotropie mari, depinde liniar de H (în aproximația de ordinul unu), $\lambda = \lambda_0(T) + \lambda_1(T)H + \ldots$

În cazul antiferomagneților se obține

$$\lambda(T, H_i) = \lambda_0(T) + \lambda_1(T)H^2 + \lambda_2(T)H^4 + \lambda_3(T)H^6 + \ldots \qquad \text{(XII.9.9)}$$

În această situație termenul principal depinde pătratic de cîmpul extern.

Se evidențiază aditivitatea magnetostricțiunii subrețelelor atît în materiale feromagnetice cît și antiferomagnetice.

Pentru a ilustra modul în care prezicerile modelului unui ion descriu datele experimentale, ne vom referi la compuși cu simetrie cubică de tip PFe_2. Prezentăm în figura XII.16 dependența de temperatură a valorilor λ_{111} în $TbFe_2$ și $TmFe_2$ [224, 225]. Se observă o bună concordanță între valorile experimentale și curba teoretică trasată prin linie plină, descrisă de relația (XII.9.7). Se remarcă valorile mari ale coeficienților de magnetostricțiune (10^{-3}) iar pe de altă parte o schimbare de semn în aceste valori. Schimbarea de semn poate fi corelată cu distribuția sarcinilor electro-

nice în pămînturi rare discutată în paragraful XII.1. Relația (XII.9.7) descrie bine datele experimentale în cazul unui număr mare de sisteme ca și granați sau metale pămînturi rare.

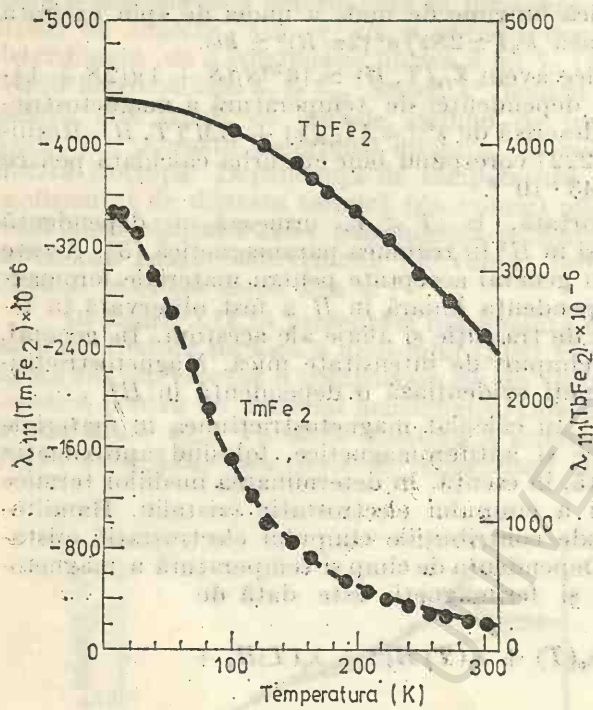


Fig. XII.16. — Dependența de temperatură a valorilor λ_{111} în $TbFe_2$ în $TmFe_2$.

XII.10. Magnetostricțiunea în model de bandă

În paralel cu analiza dezvoltată în paragrafele anterioare, ce pleacă de la premisa că momentele magnetice ale atomilor sînt bine localizate, s-a studiat și magnetostricțiunea metalelor și aliajelor din grupele de tranziție, plecînd de la un model de bandă. În cele ce urmează, vom analiza unele probleme ridicate de analiza magnetostricțiunii în modelele de bandă și anume magnetostricțiunea normală și forțată, magnetostricțiunea metalelor paramagnetice cît și magnetostricțiunea oscilatorie ce însoțește efectul de Haas—Van Alphen.

XII. 10.1. Magnetostricțiunea normală

Modelele de bandă ale magnetostricțiunii normale au fost dezvoltate de unii autori [21, 226—228]. Aceste modele au avut în vedere justificarea dependenței de compoziție a magnetostricțiunii aliajelor FeNi și FeCo (fig. XII.17). La o concentrație ce corespunde la 27,7 electroni pe atom, magnetostricțiunea este nulă și apoi își schimbă semnul [227, 229—232]. Această comportare este în general atribuită prezenței interacțiilor

spin-orbită. Berger [227] consideră că aceste rezultate se datoresc degenerării benzii $3d$, care este parţial ridicată prin interacţia spin-orbită. Se evidenţiază că magnetostricţiunea este proporţională cu deplasarea energiei spin-orbită a benzilor d, la energia Fermi, şi deci îşi schimbă semnul pe măsură ce nivelul Fermi se mişcă prin degenerarea astfel ridicată. Campbell [228] corelează deformaţiile de echilibru cu o distorsiune a suprafeţei Fermi şi modificarea ce rezultă în vectorii de undă

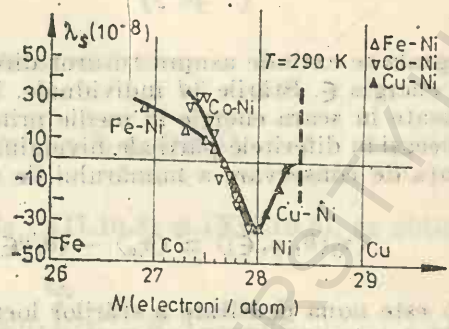


Fig. XII.17. — Dependenţa de compoziţie a magnetostricţiunii la aliajele FeNi, CoNi şi CuNi.

paraleli şi respectiv perpendiculari la direcţia magnetizării. Efectul are semn opus pentru electroni şi găuri şi deci magnetostricţiunea tinde la zero cînd suprafaţa Fermi se caracterizează prin „compensarea" electronului şi găurii. Ambele modele prezic o valoare nulă a magnetostricţiunii, valoare care este sensibilă la localizarea nivelului Fermi în banda d.

Să analizăm magnetostricţiunea în prezenţa degenerării orbitale [227]. Energia totală ϵ_0 a electronilor $3d$, la 0K, în absenţa interacţiei spin-orbită (şi în absenţa deformărilor) se poate scrie

$$\epsilon_0 = \int_0^{\epsilon_{F_0}} \epsilon\, \eta_0(\epsilon)\, d\epsilon. \qquad \text{(XII.10.1)}$$

Pentru o modificare mică în structura de bandă, putem să calculăm energia corespunzătoare ϵ'. Dacă densitatea de stări devine $\eta = \eta_0 + d\eta$ avem

$$\epsilon' = \int_0^{\epsilon_{F_0}} \epsilon[\eta_0(\epsilon) + \delta\eta(\epsilon)]\, d\epsilon + \delta\epsilon_F \epsilon_{F_0} \eta(\epsilon_{F_0}), \qquad \text{(XII.10.2)}$$

unde $\epsilon_{F_0} + \delta\epsilon_F$ este noul nivel Fermi.

Ţinînd seama că numărul de electroni rămîne constant, deci $\int_0^{\epsilon_{F_0}} \delta\eta(\epsilon)\, d\epsilon + \delta\epsilon_F \eta_0(\epsilon_{F_0}) = 0$, relaţia (XII.10.2) se scrie

$$\epsilon' = \epsilon_0 + \int_0^{\epsilon_{F_0}} (\epsilon - \epsilon_{F_0}) \delta\eta(\epsilon)\, d\epsilon. \qquad \text{(XII.10.3)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Se presupune că modificarea structurii de bandă se datorește prezenței interacției spin-orbită cît și unei deformații uniaxiale $\delta l/l$. Vom introduce densitatea locală de stări $\langle \eta_0(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle$ mediată după unghiul solid $\Delta\Omega$, în jurul direcției (θ, φ), în spațiul reciproc. Avem, $\langle \eta_0(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle = \Delta N/\Delta\Omega \, d\epsilon$, iar

$$\eta_0(\epsilon) \simeq \int \langle \eta_0(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle \, d\Omega, \qquad \text{(XII.10.4)}$$

unde integrala se extinde asupra tuturor direcțiilor în spațiul $\mathbf{k}$, pe învelișul $3d$, la energia ϵ. Stările $3d$ individuale, localizate în unghiul solid $\Delta\Omega$ sînt deplasate în scara energie în medie prin $\langle \delta\epsilon_1(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle_{med}$. Deplasarea nu este aceeași în diferitele părți ale nivelului energetic. Dacă $\langle \delta\epsilon_1\rangle_{med}$ este mic, cerința de conservare a numărului de stări conduce la

$$\langle \eta_1(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle \simeq \langle \eta_0\rangle - (\partial/\partial\epsilon)(\eta_0\langle \delta\epsilon_1\rangle_{med}), \qquad \text{(XII.10.5)}$$

unde $\langle \eta_1\rangle$ este noua densitate a stărilor locale. Dacă există o degenerare orbitală R, despicată prin interacția spin-orbită, deplasarea $\delta\epsilon_1$ este pozitivă la o energie mai mare decît cea corespunzătoare lui R, și negativă

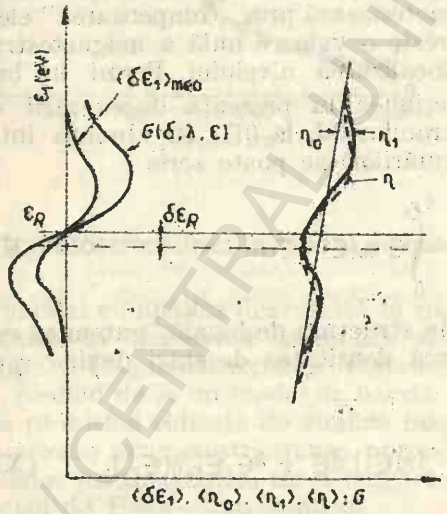


Fig. XII.18. — Comportarea deplasării cuplajului spin-orbită $\delta\langle \epsilon_1\rangle_{med}$ a densității locale a stărilor η_0, η_1 și η și a magnetostricțiunii G, în funcție de energie.

pentru o energie mai mică (fig. XII. 18). Dacă structura benzii $3d$ nu este sferică, degenerarea R corespunde la energii ce depind de direcțiile alese în spațiul $\mathbf{k}$. Ca atare, degenerarea nu trece prin nivelul Fermi, în mod simultan, în fiecare punct al suprafeței Fermi. Dacă mărimile din figura XII.18 sînt obținute prin medierea după unghiul solid $\Delta\Omega$, la scara energiei, are loc o „împrăștiere" a acestor curbe. Din cauza acestui efect nu mai apare un „gap" de energie, în densitatea de stări $\langle \eta_1\rangle$, la energia ϵ_R ci numai o mică scădere a valorii acesteia (fig. XII.18).

Să considerăm situația în care are loc o alungire uniaxială $\delta l/l$ în direcția (δ, λ) a spațiului, păstrînd constant volumul. Efectul acesteia

va consta în deplasarea energiei corespunzătoare degenerării R, localizată în direcţia (θ, φ) prin cantitatea

$$\delta\epsilon_R = \mathcal{V}(\delta, \lambda, \theta, \varphi)(\delta l/l), \qquad \text{(XII.10.6)}$$

unde $\mathcal{V}$ are dimensiunea unei energii. Întreaga curbă de rezonanţă pentru $\langle\eta_1\rangle$ este deplasată (fig. XII.18). Densitatea locală a stărilor devine

$$\langle\eta\rangle \simeq \langle\eta_1\rangle - \delta\epsilon_R\left(\frac{\partial\langle\eta_1\rangle}{\partial\epsilon}\right). \qquad \text{(XII.10.7)}$$

Similar cu relaţia (XII.10.4) vom avea

$$\eta(\epsilon) \simeq \int \langle\eta(\theta, \varphi, \epsilon)\rangle \, d\Omega. \qquad \text{(XII.10.8)}$$

Ţinînd seama de relaţiile (XII.10.3) şi (XII.10.8), se obţine

$$\epsilon = \epsilon_0 + (\delta l/l)\int_0^{\epsilon_{F_0}} (\epsilon - \epsilon_{F_0}) \frac{\partial^2 G}{\partial\epsilon^2} d\epsilon, \qquad \text{(XII.10.9)}$$

unde

$$G(\delta, \lambda, \epsilon) = \int \mathcal{V}\langle\eta_0\rangle\langle\delta\epsilon_1\rangle_{med} d\Omega \qquad \text{(XII.10.10)}$$

şi unde am păstrat numai termenii care conţin produsul între alungire şi $\langle\delta\epsilon_1\rangle_{med}$. Integrînd prin părţi, în final se obţine

$$\epsilon = \epsilon_0 - (\delta l/l)\, G(\delta, \lambda, \epsilon_{F_0}). \qquad \text{(XII.10.11)}$$

Relaţia (XII.10.11) reprezintă energia magnetoelastică, iar coeficientul G constituie o măsură a magnetostricţiunii. Energia magnetoelastică (sau magnetostricţiunea) depinde astfel numai de electronii localizaţi la nivelul Fermi al aliajului. Această energie este proporţională cu deplasările energiei spin-orbită, la nivelul Fermi. Deplasările spin-orbită sînt pozitive deasupra degenerării R şi negative sub aceasta. Astfel, în acord cu relaţia (XII.10.10), magnetostricţiunea $G(\delta, \lambda, \epsilon_{F_0})$ îşi schimbă semnul atunci cînd nivelul Fermi ϵ_{F_0} trece prin degenerare (fig. XII.17).

Campbell [228], în analiza problemei consideră un model simplu şi anume o bandă de electroni liberi în prezenţa interacţiei spin-orbită, cu o direcţie a spinului parţial ocupată. Se presupune că interacţia spin-orbită este mică comparativ cu despicarea prin schimb, între benzile cu spin $\uparrow$ şi respectiv $\downarrow$.

Energia unui electron în bandă este

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} + \lambda_{LS}[1 - (\mathbf{k}\mathbf{M}_e)^2], \qquad \text{(XII.10.12)}$$

unde λ_{LS} este parametrul spin-orbită iar $\mathbf{M}_e$ este magnetizarea electronului.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Un cristal, inițial cubic, va „reacționa" în prezența interacției spin-orbită prin contractarea după o direcție perpendiculară la $\mathbf{M}_e$, astfel că vor fi cîteva stări electronice în regiunea cu energie mai mare a suprafeței Fermi, unde k este perpendicular la $\mathbf{M}_e$, în timp ce volumul este menținut constant prin dilatarea în lungul diirecției magnetizării. Distorsiunea va fi limitată prin energia elastică a cristalului. Contribuția la energia elastică este dată de modificările în energia electronică datorită efectului distorsiunii asupra primului termen din relația (XII.10.12).

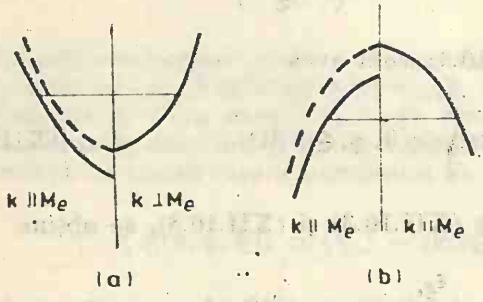


Fig. XII.19. — Efectul cuplajului spin-orbită asupra energiilor electronilor (a) și găurilor (b).

Energia totală este minimă pentru $\Delta l/l = \lambda_{LS} N/E$, unde N este numărul efectiv de electroni pe unitatea de volum, iar E este modulul de elasticitate. Așa cum se vede în figura XII.19 semnul efectului se schimbă cu semnul lui $\mathbf{M}_e$. După introducerea cuplajului spin-orbită, pentru electroni avem $k_{F_\perp} < k_{F_\parallel}$, în timp ce pentru găuri, $k_{F_\parallel} < k_{F_\perp}$.

Odată cu adăugarea Co sau Fe la Ni, numărul mediu de electroni d pe atom scade, suprafața Fermi fiind „compensată", în sensul că va avea atît un caracter de electron cît și gaură. Valorile $\Delta l/l$ vor avea o valoare nulă pentru concentrațiile la care contribuțiile electronilor și ale găurilor se compensează.

Modelele dezvoltate mai sus nu pot descrie întregul volum de date experimentale. Aceasta este legată de faptul că discuțiile de mai sus pleacă

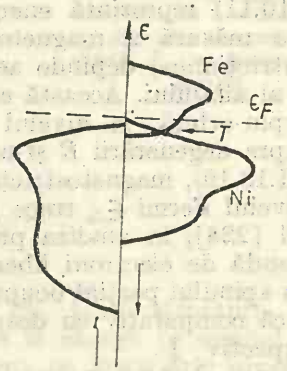


Fig. XII.20.— Modelul cu bandă despicată pentru banda cu spini ↓ în aliaje Fe-Ni cu structură cfc.

de la un model de bandă rigidă care, așa cum am evidențiat în capitolul VII, nu poate descrie corect ansamblul de proprietăți magnetice ale metalelor $3d$ și aliajelor acestora. Mai recent s-a dezvoltat un model cu bandă despicată [229, 232]. În acest model, fiecare componentă a aliajului are benzile $3d$ distincte, pe scara energiei, de a benzilor $3d$ a celorlalte componente (fig. XII.20). Modelul poate fi justificat pe baza aproximației

potențialului coerent (vezi paragraful VII.17). Astfel, în cazul aliajelor Fe-Ni, spre exemplu, banda $3d$ se presupune că se despică în banda Ni și banda Fe, dacă energiile electronilor atomilor de Ni și Fe diferă prin mai mult ca energia corespunzătoare lărgimii benzii metalului pur. Plecînd de la această premisă, se calculează valoarea așteptată a momentului cinetic orbital total L_z, în intervalul de valori $d\epsilon$. Prin împărțirea cu densitatea de stări, se obține momentul cinetic orbital mediu pe electron, a acelor electroni care sînt localizați la nivelul Fermi

$$L_z(\epsilon_F) = \frac{1}{2}\lambda_{LS}\frac{\eta_{Fe}(\epsilon_F)\,G_{Fe}(\epsilon_F) + \eta_{Ni}(\epsilon_F)\,G_{Ni}(\epsilon_F)}{\eta_{Fe}(\epsilon_F) + \eta_{Ni}(\epsilon_F)}. \qquad \text{(XII.10.13)}$$

Berger [231] a evaluat funcția $L_z(\epsilon_F)$. În cazul aliajelor Fe-Ni; aceasta își schimbă semnul la compoziția aliajului la care ϵ_F trece prin T (fig. XII. 20). De la modelul dezvoltat mai sus se preia teoria potențialului de deformare a magnetostricțiunii liniare [227]. Dacă potențialul se presupune independent de energie, atunci magnetostricțiunea λ, depinde numai de deplasarea energiei spin-orbită la nivelul Fermi $\delta\epsilon_{SL}(\epsilon_F)$. Această deplasare este legată de $L_z(\epsilon_F)$ prin relația $\delta\epsilon_{SL}(\epsilon_F) = \lambda_{LS}L_z(\epsilon_F)$. Valorile λ_S măsurate, în cazul aliajelor Fe-Ni, își schimbă semnul la aceeași compoziție ca cea prezisă de $L_z(\epsilon_F)$.

Modelul evidențiază, în esență, că o modificare de semn în magnetostricțiune ar apare atunci cînd energia Fermi trece prin mijlocul benzii d a speciilor date sau printre benzile d (distincte la scara energiei) a celor două elemente de tranziție constituiente.

Modelul descrie corect magnetostricțiunea aliajelor Fe-Ni-Cu [229].

XII.10.2. Magnetostricțiunea forțată

Magnetostricțiunea forțată reflectă modificarea de volum a probei feromagnetice într-un cîmp destul de intens pentru a satura proba. Magnetostricțiunea forțată a fost studiată în gadoliniu [233, 234], Fe, Co și Ni [235], aliaje de Fe-Co, Fe-Ni [236], $ZrZn_2$ [237], aliaje diluate Pd-Fe [238], aliaje paramagnetice etc. O trecere în revistă a rezultatelor obținute pînă în 1966 a fost făcută de Carr [16] și mai recent de Wohlfarth [239]. Analiza magnetostricțiunii forțate și a dependenței de presiune a temperaturii Curie s-a făcut și pe baza modelului electronului itinerant. Astfel, Lang și Ehrenreich [240] discută această problemă în cazul nichelului și aliajelor cupru-nichel, iar Wohlfarth [239] analizează problema în cazul feromagneților itineranți slabi. Să analizăm problema pentru acest ultim caz. Pentru aceasta vom pleca de la relațiile termodinamicii

$$\left(\frac{\partial\omega}{\partial H}\right)_p = -\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_H \mu_0 = \varkappa\left(\frac{\partial M}{\partial\omega}\right)_H \mu_0, \qquad \text{(XII.10.14)}$$

unde $\varkappa$ este compresibilitatea pentru H constant.

Dacă susceptivitatea magnetică χ, este independentă de cîmp, în plus față de o constantă, avem

$$\omega(H) = \frac{1}{2}\varkappa\left(\frac{\partial\chi}{\partial\omega}\right)H^2\mu_0, \qquad \text{(XII.10.15)}$$

în timp ce pentru un feromagnet, la care magnetizarea este independentă de cîmp, rezultă

$$\omega(H) = \varkappa \left(\frac{\partial M}{\partial \omega}\right) H \mu_0. \qquad \text{(XII.10.16)}$$

O analiză unitară a modificării de volum poate pleca de la relația (XII.10.14). Putem distinge următoarele situații:

(1) Pentru substanțe paramagnetice, în acord cu (XII.10.15), avem

$$\omega = -\frac{1}{2} \varkappa \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\chi}\right) M^2 \mu_0. \qquad \text{(XII.10.17)}$$

În cazul unui feromagnet, în aproximația cîmpului molecular unde $\chi^{-1} = T/C - N_{ii}$, avem

$$\omega = \frac{1}{2} \varkappa \frac{\partial N_{ii}}{\partial \omega} M^2 \mu_0. \qquad \text{(XII.10.18)}$$

(2) În modelul electronului itinerant, al metalului paramagnetic, la 0K avem

$$\frac{\mu_0 \mu_B^2}{\chi} = \frac{1}{2N\eta(\epsilon_F)} - \frac{k_B \theta'}{nN}, \qquad \text{(XII.10.19)}$$

unde N este numărul de atomi pe volumul unitate și n numărul de electroni pe atom, astfel că, în afară de o constantă, rezultă

$$\omega = \frac{\varkappa M^2}{2N\mu_B^2} \left[\frac{1}{2\eta(\epsilon_F)} \frac{\partial \ln \eta(\epsilon_F)}{\partial \omega} + \frac{k_B \partial \theta'}{n\, \partial \omega}\right]. \qquad \text{(XII.10.20)}$$

Pentru o substanță aproape feromagnetică, $\chi^{-1} \to 0$, astfel că putem scrie, aproximativ

$$\omega \simeq \frac{k_B \varkappa M^2}{2N\mu_B^2 n} \left[\theta' \frac{\partial \ln \eta(\epsilon_F)}{\partial \omega} + \frac{\partial \theta'}{\partial \omega}\right]. \qquad \text{(XII.10.21)}$$

(3) Pentru un feromagnet itinerant foarte slab, la $T > T_c$,

$$\frac{\mu_0 \mu_B^2}{\chi} = \frac{1}{2N\eta(\varepsilon_F)} \left(1 + \frac{T^2}{T_F^2}\right) - \frac{k_B \theta'}{nN} \qquad \text{(XII.10.22)}$$

și

$$\frac{k_B \theta'}{n} = \frac{1}{2\eta(\varepsilon_F)} \left(1 - \frac{T_c^2}{T_F^2}\right). \qquad \text{(XII.10.23)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În plus, față de o constantă, avem

$$\omega = \frac{\varkappa M^2}{2N\mu_B^2}\left\{\left[\frac{k_B\partial\theta'}{n\partial\omega} + \frac{k_B\theta'}{n}\frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega} + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{1}{\eta(\epsilon_F)}\left(\frac{T_c}{T_F}\right)^2\frac{\partial\ln T_F}{\partial\omega}\right] + \left(\frac{T^2-T_c^2}{T_F^2}\right)\left[\frac{k_B\theta'}{n}\frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega} + \right. \quad \text{(XII.10.24)}$$

$$\left.\left. + \frac{1}{\eta(\epsilon_F)}\frac{\partial\ln T_F}{\partial\omega}\right]\right\}.$$

(4) Pentru feromagneți itineranți foarte slabi, la $T < T_c$, este necesar să folosim relația (XII.10.14) deoarece M nu este independent de H, la orice temperatură. Dependența de volum a magnetostricțiunii conduce la [241]

$$\frac{\omega}{\varkappa\mu_0} = C[M^2 - M^2(0,T)] + \frac{1}{2\chi_0}\left[\frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega} - \frac{\partial\ln\gamma}{\partial\omega}\right]\left(\frac{M^4 - 3M^4(0,T)}{4M^2(0,0)}\right) -$$

$$- \frac{1}{4N\eta(\epsilon_F)\mu_0\mu_B^2}\left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_F^2}\right)\left\{\left[2\frac{\partial\ln T_F}{\partial\omega} + \frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega}\right]M^2 - \right. \quad \text{(XII.10.25)}$$

$$\left. - \left[2\frac{\partial\ln T_F}{\partial\omega} - \frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega} + 2\frac{\partial\ln\gamma}{\partial\omega}\right]M^2(0,T)\right\},$$

unde

$$C = \frac{1}{2nN\mu_0\mu_B^2}\left[k_B\frac{\partial\theta'}{\partial\omega} + k_B\theta'\frac{\partial\ln\eta(\epsilon_F)}{\partial\omega} + \frac{n}{\eta(\epsilon_F)}\left(\frac{T_c}{T_F}\right)^2\frac{\partial\ln T_F}{\partial\omega}\right]. \quad \text{(XII.10.26)}$$

$\chi_0 = [\partial\ln M(H, 0)/\partial H]_{H\to 0}$ și T_F, γ sînt definite [241] în funcție de topologia densității de stări $\eta(\epsilon_F)$.

Primul termen din relația (XII.10.25) a fost obținut de Belov [242]. Ultimii termeni, de corecție, au fost evidențiați de Wohlfarth [239].

În cazul compusului $ZrZn_2$, ω este bine descris de primul termen din relația (XII.10.25) [237].

Analiza de mai sus evidențiază că modificarea de volum este proporțională cu pătratul magnetizării spontane. Modificarea de volum, în aliajele de tip invar nu poate justifica parametrii de rețea ai aliajelor metalelor de tranziție $3d$ la $T = 0$K [243, 244]. S-a sugerat că contribuția magnetică este proporțională cu pătratul momentelor locale [245] și nu cu pătratul magnetizării spontane. Calculul magnetostricțiunii de volum spontane în Fe, în modelul Stoner, a evidențiat că aceasta este de (10—100) ori mai mare ca cea dedusă din dilatare termică anormală [246].

Analizînd unele necorectitudini ale modelului Stoner s-a evidențiat, în cazul unui feromagnet slab, că raportul $\omega_m/\omega_s \simeq 2/5$, unde ω_m este magnetostricțiunea de volum spontană datorată amplitudinii momentului local și ω_s cea caracteristică teoriei Stoner [247]. Mai recent [248] s-a

analizat magnetostricțiunea de volum plecînd de la teoria viriala Liberman-Pettifor și apoximația statică în metoda integralei funcționale. Modelul a fost folosit la analiza unor aliaje Fe-Ni.

XII.10.3. Paramagnetostricțiunea

Pentru a caracteriza magnetostricțiunea metalelor și aliajelor care nu sînt ordonate magnetic, vom folosi termenul de paramagnetostricțiune [249]. Majoritatea studiilor efectuate asupra sistemelor paramagnetice au în vedere studiul efectului longitudinal. Dacă paramagnetostricțiunea este izotropă, aceasta determină magnetostricțiune de volum, care poate fi comparată cu dependența de volum a susceptibilității magnetice. Magnetostricțiunea de volum este adesea corelată, pentru un model particular al sistemului, cu dilatarea termică de volum. Pentru început vom limita discuția noastră la paramagnetostricțiunea de volum.

Să considerăm un metal ce prezintă o susceptivitate magnetică amplificată prin schimb. Dacă amplificarea prin schimb este mare, sistemul poate deveni feromagnetic, comportarea acestuia fiind strîns legată de cea a paramagnetului a cărui susceptibilitate magnetică este puternic amplificată prin schimb.

Analizăm situația în care magnetostricțiunea transversală, $\lambda_\perp$, este egală cu cea longitudinală $\lambda_{||}$. Atunci în acord cu relația (XII.10.16) vom avea [249]

$$\frac{\partial \lambda_{||}}{\partial H} = \frac{\mu_0 \varkappa}{3} \cdot \frac{\partial M}{\partial \omega}. \qquad \text{(XII.10.27)}$$

Să presupunem că susceptivitatea magnetică pe atom-g, χ, nu variază cu cîmpul extern. Notînd prin v_a volumul atomic, prin integrarea relației (XII.10.27) avem

$$\lambda_{||} = \frac{\varkappa \chi \mu_0}{6 v_a} \frac{\partial \ln \chi}{\partial \omega} H^2. \qquad \text{(XII.10.28)}$$

Relația (XII.10.28) evidențiază că magnetostricțiunea longitudinală depinde de pătratul intensității cîmpului magnetic H. Notînd prin $\eta(\varepsilon_F)$ densitatea de stări la suprafața Fermi, pentru o direcție a spinului, iar prin $\mathcal{U}$ interacția de schimb, ecranată, între electronii de conducție, avem

$$\frac{\partial \ln \chi_s}{\partial \omega} = \frac{\partial \ln \eta(\in_F)}{\partial \omega} + \frac{\mathcal{U}\eta(\in_F)}{1 - \mathcal{U}\eta(\in_F)} \cdot \frac{\partial \ln[\mathcal{U}\eta(\in_F)]}{\partial \omega}, \qquad \text{(XII.10.29)}$$

unde susceptivitatea de spin a metalului, neglijînd efectele spin-orbită, este dată de relația (VII.12.80). Coeficientul Gruneissen, γ_e este dat de derivata în raport cu volumul a densității de stări, cu o corecție pentru dependența de volum a parametrului de cuplaj electron-fonon

$$\gamma_e = \frac{\partial[(1 + \lambda_{ef})\, \eta(\in_F)]}{\partial \omega}. \qquad \text{(XII.10.30)}$$

Cuplajul electron-fonon, λ_{ef} în general, nu influenţează mult valorile γ_e [250]. Pentru metale supraconductoare, λ_{ef} poate fi estimat din raportul temperaturii critice supraconductoare T_s şi temperatura Debye θ_D, iar dependenţa de volum a lui λ_{ef} poate fi obţinută din dependenţa de presiune a lui T_s şi θ_D. Factorul de amplificare $[1 - \mathcal{U}\eta(\varepsilon_F)]^{-1}$ poate fi determinat din valorile susceptivităţii magnetice şi a căldurii specifice electronice. Rezultă astfel că din analiza magnetostricţiunii se pot obţine valorile $\mathcal{U}\eta(\varepsilon_F)$. Această analiză constituie o bună aproximaţie dacă $\mathcal{U}\eta(\varepsilon_F) \lesssim 1$ sau $\mathcal{U}\eta(\varepsilon_F) \gtrsim 1$.

Prezentăm în tabelul XII.6 magnetostricţiunea longitudinală pentru unele metale de tranziţie [249]. Magnetostricţiunea de volum s-a calculat presupunînd că sistemele sînt izotrope. Pentru metalele Ru, Rh, Pd, Ir, Pt, magnetostricţiunea de volum este mult mai mare decît γ_e, deşi numai în cazul paladiului ne aşteptăm ca termenul al doilea din relaţia (XII.10.29) să contribuie semnificativ. Explicaţia discordanţei observată poate fi căutată în efectele cuplajului spin-orbită. Aceasta poate modifica apreciabil susceptivitatea, introducînd pe de altă parte o dependenţă anizotropă a valorilor χ de tensiune.

TABELUL XII.6

Magnetostricţiunea unor metale de tranziţie [249]

Material	$\lambda_{\parallel}/H^2$ 10^{18} Oe^{-2}	$\partial \ln \chi^{*)}/\partial \omega$	γ_e
Ti	−0,7	−0,34	1,9
Zr	−3,8	−1,6	0,0
V	4,2	1,2	1,65
Nb	3,6	1,7	1,50
Ta	1,25	1,1	1,30
Mo	7,1	14,0	1,5
W	1,85	6,5	0,2
Ru	−0,9	−4,8	—
Rh	7	9,6	2,8
Pd	−25	4,5	2,2
Ir	2,4	22	2,7
Pt	−20	−15	2,4

*) Dependenţa de volum a lui χ a fost calculată din magnetostricţiunea longitudinală (relaţia (XII.10.27)) exceptînd Pd, pentru care a fost determinată din datele de magnetostricţiune longitudinală şi transversală.

Am menţionat în capitolul VI că susceptivitatea Pauli chiar în metale ce nu au o structură cubică este izotropă, în absenţa efectelor de amplificare prin schimb şi spinorbită, deoarece magnetizarea se realizează numai prin repopularea nivelelor de spin a căror perturbaţie de către cîmpul magnetic este independentă de axa de cuantificare. Astfel, tensorul magnetostricţiunii care dă deformaţia, în funcţie de componentele cîmpului magnetic, este izotrop în metale cubice ce prezintă o susceptivitate de tip Pauli. Odată cu includerea efectelor spin-orbită şi a paramagnetismului orbital, ne aşteptăm la o anizotropie a susceptivităţii χ în metale cu structură hexagonală, cît şi a magnetostricţiunii atît în metale cu structură cubică cît şi hexagonală [251]. Astfel, anizotropia lui χ în metale de tranziţie hexagonale din grupa a IV-a a fost atribuită [252] anizotropiei lui χ_{orb}. În mod similar s-a sugerat [253] că anizotropia susceptivităţii în plan perpendicular la direcţia polarizării în cromul antiferomagnetic poate fi datorată anizotropiei lui χ_{orb}. Prima sugestie că χ_{orb} poate cauza o anizotropie mare a magnetostricţiunii a fost dată de Steinitz [254] după evidenţierea faptului că în cromul antiferomagnetic dependenţa de deformare a susceptivităţii, măsurată prin magnetostricţiune [250], a fost

mai mare cu un ordin de mărime ca anizotropia dependenței de deformație a căldurii specifice măsurate prin dilatarea termică.

Anizotropia magnetostricțiunii Mo și W este atribuită dependenței anizotrope de deformații a paramagnetismului orbital [255]. Magnetostricțiunea vanadiului este aproape izotropă.

Hirooka și Shimizu [256] au calculat paramagnetostricțiunea aliajelor dezordonate în modelul electronului itinerant. Presupunînd că energiile de transfer cît și numărul de electroni d variază cu volumul, se obține o expresie generală pentru dependența de volum a susceptivității magnetice de spin. Se evidențiază că dependența de volum a transferului de energie sau a lărgimii benzii, are un efect important asupra paramagnetostricțiunii de volum.

XII.10.4. Magnetostricțiunea oscilatorie

La temperaturi scăzute și cîmpuri ridicate, se evidențiază oscilații ale magnetizării **M** a unui monocristal, funcție de cîmpul magnetic extern care însoțesc efectul de Haas-Van Alphen (dHVA) [257]. Acestea conduc la modificări periodice în dimensiunea probei; variațiile de dimensiune sînt cunoscute sub numele de *magnetostricțiune oscilatorie*. Interesul pentru studiul magnetostricțiunii oscilatorii constă în faptul că amplitudinea oscilațiilor în dimensiune, λ_{ij}, este proporțională cu $\partial S/\partial \sigma_{ij}$, unde S este aria secțiunii transversale extremale măsurată la suprafața Fermi, iar prin σ_{ij} am notat tensiunile mecanice. Valoarea $\partial S/\partial \sigma_{ij}$ poate fi determinată în principiu din raportul amplitudinilor efectului dHVA și a magnetostricțiunii oscilatorii, măsurate simultan. Dacă parametrii suprafeței Fermi sînt cunoscuți, mărimea $\partial S/\partial \sigma_{ij}$ poate fi obținută direct din magnetostricțiunea oscilatorie.

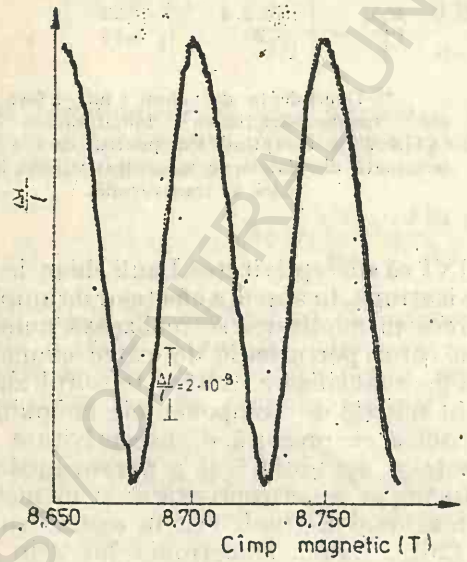


Fig. XII.21. — Magnetostricțiunea oscilatorie observată în aur, la 2 K.

Prezentăm în figura XII.21 magnetostricțiunea oscilatorie observată în aur la 2 K [258], pentru λ și respectiv cîmpul de inducție orientate

după direcția [111]. În figură se observă oscilații de amplitudine mai mari, datorate porțiunilor „umflate" ale suprafeței Fermi, peste care sînt suprapuse oscilații de amplitudine mai mică și frecvență mai ridicată, datorate „gîturilor".

Magnetostricțiunea oscilatorie a fost prezisă de Chandrasekhar [259], experimental fenomenul fiind pus în evidență în același an [260]. O sinteză a măsurătorilor experimentale pînă în anul 1971 este dată de Thompson și colab. [261] și Chandrasekhar și Fawcett [249]. Mai recent magnetostricțiunea oscilatorie, în special în metale nobile a fost discutată de Slavin [262] și Aron [258].

XII.11. Contribuția energiei magnetice la proprietățile elastice și la constantele de anizotropie

XII.11.1. Contribuția energiei magnetice la proprietățile elastice

La răcirea unei substanțe feromagnetice, la $T < T_c$, modificarea în alinierea relativă a momentelor magnetice, conduce la o modificare a contribuțiilor la energia totală a sistemului, care provin din interacțiile magnetice între momentele atomilor. Astfel, la răcirea probei, odată cu trecerea prin punctul Curie, apare o contribuție magnetică intrinsecă, deoarece constantele elastice sînt derivatele energiei elastice în raport cu deformațiile — paragraful XII.8. Studiul magnetostricțiunii de volum și al dilatării termice poate furniza astfel informații cu privire la derivata de ordinul unu a energiei de schimb, în timp ce analiza constantelor elastice furnizează informații cu privire la derivatele de ordinul unu și doi ale acestei energii.

Efectul ΔE caracterizează variația modulului de elasticitate E, odată cu modificarea magnetizării. Acest efect este o reflectare a faptului că la deformarea elastică obișnuită se adaugă o componentă suplimentară ca urmare a schimbărilor induse de tensiune în configurația de domeniu a materialului. În practică, efectul ΔE este aproape întotdeauna studiat dinamic prin aducerea în stare de oscilație a probei, într-un mod natural, a cărui frecvență f depinde de $E^{1/2}$. Modificările în valorile f^2, pe măsură ce proba este magnetizată, constituie o măsură a acestui efect [107]. Studii complementare utile pot fi făcute prin măsurarea frecării interne [263], care dă informații cu privire la disiparea de energie, asociată cu modificarea structurii de domeniu indusă de tensiune, ce produce efectul ΔE.

La solicitarea mecanică a unui material feromagnetic nemagnetizat, lungimea acestuia va crește ca urmare a deformării elastice cît și ca urmare a magnetostricțiunii asociate cu orientările magnetizărilor domeniilor. Acest ultim efect va conduce la o dependență a modulului de elasticitate, de amplitudinea deformațiilor și intensitatea de magnetizare (fig. XII. 22). Modificarea magnetostricțiunii de volum spontane ε^m, ca urmare a modificării intensității de magnetizare, poate fi scrisă

$$\varepsilon^m_{ii} = (1/3)\Delta\omega = (1/3)[\omega(M + \Delta M^\alpha) - \omega(M)] = (1/3)(\partial\omega/\partial M)\,\Delta M^\alpha, \tag{XII.11.1}$$

$$\varepsilon^m_{ij} = 0, \tag{XII.11.2}$$

unde $\Delta\omega$ este modificarea relativă de volum.

Relaţia (XII.11.1) poate fi exprimată în funcţie de $\partial\omega/\partial H$ sau $\partial\omega/\partial T$ $(= (1/3)\ \alpha^m)$

$$\varepsilon_{ii}^m = (1/3)(\partial\omega/\partial H)(\partial M/\partial H)^{-1}\cdot(\partial M/\partial\sigma)\,\Delta\sigma, \qquad \text{(XII.11.3)}$$

sau

$$\varepsilon_{ii}^m = (1/3)(\partial\omega/\partial T)\cdot(\partial M/\partial T)^{-1}\,\Delta M^\alpha = \alpha_m(\partial M/\partial T)^{-1}\,\Delta M^\alpha, \qquad \text{(XII.11.4)}$$

unde α_m este partea magnetică a coeficientului de dilatare termică. Ţinînd seama că $\partial M/\partial\sigma = (1/3)(\partial\omega/\partial H)$, şi de legea lui Hooke, din (XII.11.3) se obţine

$$\Delta E_m = -(1/9)E^2(\partial\omega/\partial H)^2\cdot(\partial M/\partial H)^{-1}. \qquad \text{(XII.11.5)}$$

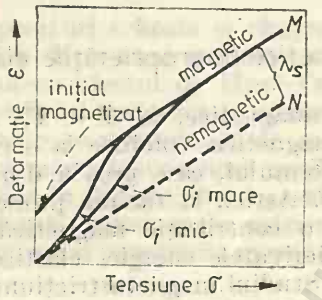


Fig. XII.22. — Curba schematică tensiune-deformaţie pentru un material magnetic (M) şi nemagnetic (N). Se observă o creştere a deformaţiei ca urmare a magnetostricţiunii.

Relaţia (XII.11.5) a fost dedusă de Döring [264] plecînd de la considerente termodinamice.

Berry şi Pritchet [265] evidenţiază că separarea în componente, caracteristică frecării interne, se poate aplica şi la efectul ΔE. Se consideră astfel efectul ΔE macroscopic, efectul ΔE microscopic şi efectul ΔE histeretic. Componenta macroscopică corespunde situaţiei în care se ignoră structura microscopică de domenii şi efectul tensiunii se manifestă prin modificarea magnetizării probei. Contribuţia microscopică este o consecinţă a mişcării pereţilor de domeniu, care se compensează, în măsura în care avem în vedere magnetizarea netă.

Ţinînd seama de sursa acestor efecte, contribuţiile la efectul ΔE s-au putut separa, ca de exemplu la aliaje feromagnetice amorfe [265].

În figura XII.23 prezentăm modificarea modulului de elasticitate comparativ cu cea a magnetostricţiunii în aliaje fier-nichel [107]. Se observă o dependenţă similară de compoziţie.

Contribuţiile, induse magnetic, la constantele elastice depind de compoziţie. Acestea sînt deosebit de mari, în cazul aliajelor de tip invar. Constantele elastice descresc odată că scăderea temperaturii ca în cazul aliajelor Fe-Ni [206, 266] ,Fe-Pd [267], Fe-Pt [268] şi Fe-Mn [269]. Justificarea acestei comportări elastice anormale, poate fi făcută, luînd în considerare contribuţia magnetică la constantele elastice. Pentru început o analiză cantitativă s-a făcut considerînd modificarea modulului de elasticitate dată de relaţia (XII.11.5), ca de exemplu în cazul aliajelor Fe-Ni [270]. Totuşi numai acest efect este prea mic pentru a justifica rezultatele experimentale.

Hausch [207] evidențiază că comportarea elastică neobișnuită a aliajelor de tip invar provine din dependența de volum a interacției de schimb, care în aceste aliaje este importantă. Astfel, proprietățile elastice sînt strîns legate de anomalia dilatării termice.

Pentru a analiza *contribuția magnetică la constantele elastice c* vom nota $c(T) = c_0(T) + \Delta c(T)$, unde $c_0(T)$ și $\Delta c(T)$ sînt contribuțiile rețelei și respectiv magnetice. $\Delta c(T)$ este dat de suma contribuțiilor ener-

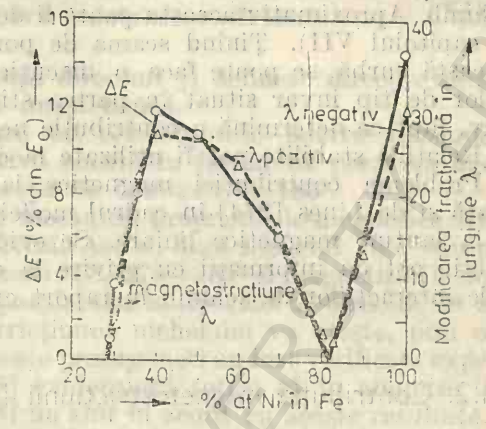


Fig. XII.23. — Dependența de compoziție a modulului de elasticitate E și a magnetostricțiunii în aliajele Fe-Ni.

giei de schimb $\Delta\epsilon_{sch}$, a celei a cîmpului cristalin $\Delta\epsilon_{cc}$ și ΔE_m dată de relația (XII.11.5), $\Delta c(T) = \Delta c_{sch}(T) + \Delta c_{cc}(T) + \Delta E_m(T)$. Valorile Δc_{sch} și Δc_{cc} sînt contribuții intrinseci, legate de dependența de deformație a energiilor de anizotropie și schimb, deoarece constantele elastice sînt definite prin derivata a doua a energiei libere față de deformații. ΔE_m provine în mod indirect prin modificarea indusă de tensiune a magnetizării spontane. Aceasta dă naștere la o magnetostricțiune de volum spontană, ce conduce la scăderea constantelor elastice.

În evaluarea contribuției energiei de schimb, aceasta se dezvoltă în funcție de parametrul de ordine $M_r^2 = (M/M(0))^2$ [271]

$$\epsilon_{sch} = \frac{1}{2} A M_r^2 + \frac{1}{4} B M_r^4 + \delta(\nabla M_r)^2, \qquad \text{(XII.11.6)}$$

Presupunînd că A este dependent de deformații, se obține

$$A = A_0 + \frac{\partial A}{\partial \varepsilon}\varepsilon + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \varepsilon^2}\varepsilon^2 + \ldots \qquad \text{(XII.11.7)}$$

Notînd $\partial A/\partial\varepsilon = \sigma^*$ și $\partial^2 A/\partial\varepsilon^2 = \rho^*$ și neglijînd termenii de ordin superior, avem

$$\epsilon_{sch} = \frac{1}{2} A_0 M_r^2 + \frac{1}{2}\sigma^* M_r^2 \varepsilon + \frac{1}{4}\rho^* M_r^2 \varepsilon^2 + \delta(\nabla M_r)^2. \qquad \text{(XII.11.8)}$$

În cazul cînd $\rho^* = 0$ [272, 273] se obține un set cuplat de ecuații de mișcare pentru unda elastică și parametrul de ordine. Aceasta evidențiază o comportare critică a vitezei sunetului, lîngă T_c. Ca atare constantele elastice prezintă o scăderea caracteristică la T_c [210]. Excluzînd comportarea în jurul lui T_c vom avea $\delta = 0$.

Plecînd de la un model Heisenberg, ϵ_{sch}, se scrie

$$\epsilon_{sch} = -(1/2)\, N_i v [M/M(0)]^2 \Sigma \approx_i \mathfrak{J}_i(r), \qquad \text{(XII.11.9)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde N_v este numărul de atomi pe unitatea de volum, r — distanţa interatomică şi z_i — numărul de atomi vecini. Astfel A se poate exprima în funcţie de $\mathcal{J}_i(r)$.

Constantele elastice se obţin din potenţialul reţelei, în funcţie de $\mathcal{J}_1$, $\mathcal{J}_2$ interacţiile de schimb între vecini în ordinul unu şi doi şi $\mathcal{J}'_{1,2}$ şi $\mathcal{J}''_{1,2}$, derivatele de ordinul unu şi doi în raport cu distanţa interatomică. În general, nu există un calcul riguros al dependenţei de r a integralei de schimb. Aproximativ aceasta poate fi descrisă prin curba Bethe-Slater (vezi capitolul VII). Ţinînd seama de poziţia pe care o ocupă aliajele pe această curbă, se poate face o discuţie calitativă. Astfel, în cazul aliajelor de tip invar situat în partea stîngă a curbei $\mathcal{J}'$ este mare şi pozitiv, fapt ce determină o contribuţie negativă şi mare la schimb.

Relaţiile stabilite pot fi utilizate la determinarea lui $\mathcal{J}'$ şi $\mathcal{J}''$.

Problema contribuţiei magnetice la proprietăţile elastice a fost studiată şi de Lines [274] în cadrul modelului Heisenberg şi particularizată la lanţuri magnetice liniare. Se evidenţiază că anomaliile induse magnetic pot da informaţii cu privire la derivatele de ordinul unu sau doi ale interacţiilor de schimb în raport cu deformaţiile.

XII.11.2. Contribuţia magnetostricţiunii la constantele de anizotropie

Anizotropia unui monocristal este determinată de anizotropia intrinsecă cît şi de contribuţiile magnetostricţiunii, a tensiunilor aplicate şi respectiv a dilatării termice. Constanta de anizotropie magnetică intrinsecă $(K_1)_0$ pentru un cristal nedeformat, este

$$(K_1)_0 = K_1 - (K_1)_{me}. \qquad \text{(XII.11.10)}$$

Am notat prin $(K_1)_{me}$ termenul magnetoelastic. Contribuţia magnetoelastică la constanta de anizotropie a fost calculată de Baltzer [275]. În analiză, se pleacă de la energia totală dependentă de direcţia magnetizării spontane, care poate fi exprimată prin

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_a + \epsilon_e + \epsilon_{me}. \qquad \text{(XII.11.11)}$$

Ţinînd seama de expresiile termenilor de mai sus, explicitate anterior, energia dependentă de direcţia magnetizării spontane se scrie

$$\begin{aligned}\epsilon_{me} + \epsilon_e = {} & [(c_{11} - c_{12})(h_1^2 + (7/3)(h_1h_4 - h_4h_3) - \\ & - 2c_{44}h_2^2 + 3(c_{11} + 2c_{12})(h_3^2/5 + h_3h_8/105)](\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) - \\ & - 3[(c_{11} - c_{12})h_1h_4 + 12c_{44}h_2h_5 - \\ & - 3(c_{11} + 2c_{12})(h_3h_8/5 + h_8^2/105)]\,\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2. \qquad \text{(XII.11.12)}\end{aligned}$$

Deoarece mărimile h_3, h_4, h_5 şi h_8 sînt neglijabile, în comparaţie cu h_1 şi h_2, se obţine

$$(K_1)_{me} \simeq \begin{cases}(c_{11} - c_{12})\,h_1^2 - 2c_{44}h_2^2 \\ c^\gamma[\lambda^{\gamma,2} - (6/7)\lambda^{\gamma,4}]^2 - c^\varepsilon[\lambda^{\varepsilon,2} - (1/7)\,\lambda^{\varepsilon,4}]^2.\end{cases} \qquad \text{(XII.11.13)}$$

S-au efectuat calcule pentru valorile $(K_1)_{me}$, ca de exemplu în cazul nichelului [276] şi aliajelor Ni-Pd [277].

Similar, se poate analiza și influența tensiunilor mecanice asupra constantei de anizotropie. În acord cu discuția de mai sus la energia sistemului se adaugă energia tensiunii mecanice. În ordinul unu se obține

$$\epsilon_\sigma = -(3/2)\sigma\lambda_{100}(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2 - 1/3) -$$

$$- 3\sigma\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3), \qquad \text{(XII.11.14)}$$

unde σ este tensiunea, cosinușii directori γ_i definesc direcția de acțiune a tensiunii, iar α_i pe cea a magnetizării.

Rezultatele sînt similare cu cele obținute pentru tensiune nulă. Diferența cea mai semnificativă constă în faptul că prezența unei tensiuni aplicate favorizează pereții de domeniu de 180°.

Sub acțiunea tensiunilor mecanice, proprietățile magnetice ale materialelor feromagnetice se modifică. Astfel, dacă nichelul este comprimat, produsul $\lambda_s M$ trebuie să fie pozitiv [8, 278—280] și magnetizările domeniilor se presupun că se aliniază paralel sau antiparalel la direcția de acțiune a tensiunii. Astfel magnetostricțiunea nichelului va crește, prin comprimare, și scade la întindere. Aceste presupuneri au fost verificate experimental [281, 282]. Sanchez [283] evidențiază totuși că în anumite condiții procesele de magnetizare în Ni nu sînt în acord cu aceste rezultate. Comprimarea în lungul axei barei de Ni, scade magnetizarea, dacă tensiunile reziduale sînt mari și cîmpul extern este mic. O comportare similară s-a observat în unele aliaje de tip permalloy [284, 285] care au o magnetostricțiune pozitivă [286] și unde $\lambda_s M > 0$. Descreșterea în magnetostricțiune după deformarea plastică este asociată cu tensiunile de comprimare reziduale [287]. Tensiunea mecanică aplicată la barele de fier policristalin ce au o textură prin care apare o orientare preponderentă a direcțiilor [110] paralele cu axa barei, deplasează magnetostricțiunea λ în direcția negativă, comprimarea avînd un efect invers [288].

XII.12. Rezultate experimentale

În cadrul acestui capitol vom trece în revistă, pentru început, metodele experimentale folosite în studiul magnetostricțiunii. Vom prezenta apoi unele valori ale coeficienților de magnetostricțiune ale unor materiale reprezentative. Dat fiind interesul în aplicațiile tehnice, vom analiza apoi datele obținute în studiul magnetostricțiunii compușilor pămînturilor rare cît și a sticlelor magnetice.

XII.12.1. Metode experimentale

Ne propunem să trecem în revistă metodele experimentale mai des folosite pentru măsurarea magnetostricțiunii, pentru ca apoi să redăm valorile magnetostricțiunii la unele sisteme reprezentative.

Ca urmare a simplității sale, tehnica *calibrelor tensiometrice* [289] este frecvent folosită în măsurarea dependenței de temperatură a coeficienților de magnetostricțiune. Această metodă permite determinarea,

deşi mai puţin precisă, a magnetostricţiunii şi în cîmpuri pulsatorii, foarte intense. Printre deficienţele metodei menţionăm faptul că proba nu trebuie să aibă suprafeţe curbe (deci să aibă o formă sferică) deoarece calibrele tensometrice trebuie lipite pe o suprafaţă plană. Pe de altă parte, precizia măsurătorilor, la temperaturi joase şi cîmpuri intense, este afectată de magnetorezistenţa calibrelor. Împrăştierea valorilor constantelor de etalonare, este de $\pm 5\%$, chiar pentru calibre obţinute din aceeaşi serie [290, 291]. Metoda a fost perfecţionată de Greenough şi Underhill [292].

Drosdziak şi Wessel [293] au dezvoltat o metodă ultrasensibilă pentru determinarea magnetostricţiunii. Prin această metodă se măsoară *deformaţiile de forfecare* induse în tuburi cu pereţi subţiri, prin cîmpuri magnetice elicoidale. Sensibilitatea metodei este de 10^{-10} în cazul static şi 10^{-13} în cazul dinamic.

Studiul prin *rezonanţă feromagnetică* a unei probe supusă la tensiuni, permite determinarea coeficienţilor de cuplaj magnetoelastic [294, 295]. Metoda nu este suficient de precisă şi în acelaşi timp universală; poate fi folosită la materiale ce prezintă o lărgime mică a liniei de rezonanţă.

Metoda dilatometrică, deşi foarte delicată este una din cele mai precise metode, ce asigură în acelaşi timp reproductibilitatea rezultatelor. Proba are o formă sferică, fapt ce permite calculul, în mod exact, al efectului de formă [8]. Cu ajutorul unui monocristal putem determina în acelaşi timp toţi coeficienţii de magnetostricţiune. Dilatometrul se poate etalona cu precizie. Măsurătorile sînt corecte, indiferent de intervalul de temperatură considerat.

Pentru studiul unor variaţii mici de dimensiune, ca în cazul metalelor paramagnetice, frecvent se foloseşte o metodă de măsură ce implică o *punte capacitivă*. Procedeul permite determinarea magnetostricţiunii diferenţiale între probă şi peretele celulei capacitive [296]. O variantă a metodei are un montaj ce cuplează partea capacitivă a circuitului la un oscilator, modificările în frecvenţa de rezonanţă măsurînd magnetostricţiunea [297]. O altă versiune a acestui aranjament experimental, ce foloseşte tehnica de microunde, pare a fi deosebit de sensibilă [298]. Fawcett [250] prezintă o schemă de măsură în care utilizează o celulă similară cu cea descrisă de White [296.]

Metodele capacitive au fost folosite şi în alte măsurători [299, 300]. Birss şi colab. [301] au realizat o instalaţie pentru măsurarea magnetostricţiunii în cîmpuri intense şi la temperaturi joase [301].

Metoda *difracţiei de raze X* este singura ce permite, teoretic, determinarea în mod direct a coeficienţilor de cuplaj magnetoelastic [302]. Deoarece metoda nu este destul de precisă, poate fi folosită la măsurarea materialelor cu magnetostricţiuni ridicate ca în compuşii cu pămînturi rare [303], ferite de cobalt [304] şi respectiv metale pămînturi rare [305].

Pentru a determina în mod precis coeficienţii de anizotropie trebuie să efectuăm anumite corecţii [21]. Printre acestea menţionăm corecţia impusă de anizotropie şi respectiv de efectul de formă [28, 306].

Recent [21] s-au sintetizat rezultatele studiilor experimentale asupra a aproximativ 140 de metale, aliaje şi oxizi. Redăm în tabelele XII.7 — XII.9 unele valori ale coeficienţilor de magnetostricţiune. Notaţiile corespund cu cele implicate în descrierea armonică.

TABELUL XII. 7

Coeficienţii de magnetostricţiune a unor metale de tranziţie 3d şi respectiv 4f

Material simetric cubică	Temperatură, K	$10^6\lambda^{\gamma,2}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,2}$	$10^6\lambda^{\alpha,4}$	$10^6\lambda^{\gamma,4}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,4}$	Referinţă
Fe	4	35	−45	12	—	—	[306]
	77	35	−44,8	9	—	—	
	293	36,2	−34	6	—	—	
	293	32,9 ±2,9	− 34,2 ± 0,4	10,2 ± 2,7	0 ±4	7 ±2,8	[307]
Ni	293	−75,2±8	−35,4±2,3	−7,2±9,3	−7,5±5,2	7,7±3,1	[308]
	77	−103	−60	−36	−24	−49	[309]
	298	−87	−54	−12	−51	−61	
	77	−90	−51,5	4,2	16	1	[310]
	298	−93	−36	0,9	6,3	0,2	
Simetric hexagonală	**Temperatura, K**	$10^6\lambda_1^{\alpha,2}$	$10^6\lambda_2^{\alpha,2}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,2}$	$10^6\lambda^{\zeta,2}$	**Referinţă**	
Co	293	30	−180	50	−232	[24]	
	77	44	−187	46	−200	[311]	
	298	28	−199	51	−203		
	77	63	−221	57	−286	[312]	
	273	55	−207	57	−253		
Gd	4	130	−245	105	15	[222]	
	77	105	−232	82	22		
	4	240	−250	105	58	[221]	
	77	157	−270	80	27		
		$\lambda_1^{\alpha,2}+\frac{1}{7}\lambda_1^{\alpha,4}$	$\lambda_2^{\alpha,2}+\frac{1}{7}\lambda_2^{\alpha,4}$	$\lambda^{\varepsilon,2}-\frac{1}{7}\lambda^{\varepsilon,4}$	$\lambda^{\varepsilon,4'}$		
Tb	0	1600	−4830	8700	−4280	[313]	
	77	−400	−4900	7200	−2400		

TABELUL XII.8

Coeficienţii de magnetostricţiune ai unor spineli cubici

Material	Temperatura, K	$10^6\lambda^{\gamma,2}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,2}$	$10^6\lambda^{\alpha,4}$	$10^6\lambda^{\gamma,4}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,4}$	Referinţa
Fe_3O_4	124	−34,2	82,5	—	—	—	[314]
	300	−28,7	120,4	−1,2	−4,8	−20,1	
$MnFe_2O_4$	293	−46,5	9,8	—	—	—	[315]
$CoFe_2O_4$	293	−930	180	—	—	—	[304]
$NiFe_2O_4$	4	−76,4	−35,7	—	—	—	[316]
	77	−80,2	−36,6	—	—	—	
	293	−69	−32,4	—	—	—	
$MgFe_2O_4$	300	−16,7	+3,5	—	—	—	[317]
$CdCr_2Se_4$	4,2	3,9	−42	—	—	—	[318]

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

TABELUL XII.9

Coeficienţii de magnetostricţiune a unor granaţi cubici

Material	Temperatura, K	$10^6\lambda^{Y,2}$	$10^6\lambda^{\varepsilon,2}$	Referinţa
$Y_3Fe_5O_{12}$	77	−1	−7,8	[320]
	300	−2,1	−4,3	
$Sm_3Fe_5O_{12}$	100	240	−275	[319]
	300	31,5	−12,8	
$Gd_3Fe_5O_{12}$	77	6	−7,65	[319]
	300	0	−4,65	
	4	11,2	−6,2	
	77	6,7	−7,0	[321]
	300	0,2	−4,4	
$Tb_3Fe_5O_{12}$	77	100	840	[319]
	300	−5	18	

XII.12.2. Compuşi magnetostrictivi ai pămînturilor rare

Metalele pămînturi rare grele Tb şi Dy la 4,2 K au cea mai mare magnetostricţiune cunoscută [313,322] Aceste magnetostricţiuni mari sînt consecinţa directă a dependenţei mari de deformaţii a energiei de anizotropie. Deoarece metalele pămînturi rare au puncte Curie relativ mici, la temperatura camerei, magnetostricţiunea acestora este mică. Pentru a obţine materiale cu magnetostricţiune ridicată la temperatura camerei, s-au studiat aliaje de tip P_xT_{1-x} unde P = Sm, Tb, Dy, Ho, Er, Tm şi T = Fe, Co sau Ni. Aceste studii au reliefat că sistemele cubice PFe_2 cu P = Tb şi Dy au magnetostricţiuni foarte mari la temperatura mediului ambiant [4].

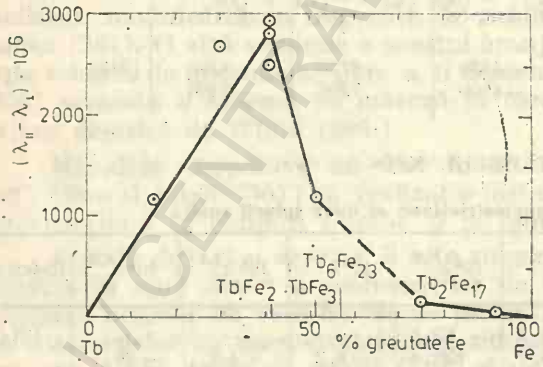


Fig. XII.24. — Dependenţa de compoziţie a magnetostricţiunii în aliaje Tb-Fe.

Primul compus observat care a prezentat o magnetostricţiune ridicată la temperatura camerei a fost $TbFe_2$ ($\simeq 2\cdot 10^{-3}$), [323] aşa cum se vede în figura XII.24. Magnetostricţiunea celorlalţi compuşi din sistemul Tb-Fe este mult mai mică decît cea a $TbFe_2$. Analiza valorilor magnetostricţiunii compuşilor PFe_2 evidenţiază că acestea nu sînt cu mult mai mici decît cele ale pămînturilor rare, la 4,2 K.

Studiul magnetostricţiunii monocristalelor de compuşi PFe_2 evidenţiază că aceasta este puternic anizotropă ($\lambda_{111}/\lambda_{100} \gg 1$). Pentru a

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

justifica această comportare s-a propus un model atomic ce pleacă de la structura cristalină [324, 325]. În acest model, valorile potenţial mari ale lui λ_{100} ce provin din asimetria nivelului electronic $4f$ al pămînturilor rare, sînt diminuate ca urmare a simetriei tetraedrice ridicate ($\bar{4}3m$) a poziţiilor ocupate de pămînturile rare. Pe de altă parte valorile λ_{111} sînt permise ca urmare a faptului că în structura de tip C15 există două tipuri de poziţii tetraedrice neechivalente, care permit distorsiunea internă în lungul direcţiilor [111]. Această distorsiune internă scade simetria şi conduce la o distorsiune romboedrică externă λ_{111}.

În metale pămînturi rare hexagonale, anizotropia şi magnetostricţiunea, în cel mai scăzut ordin, provin din operatori de spin ce au acelaşi grad ($l = 0$). În compuşi cubici $R\mathrm{Fe}_2$, anizotropia provine din termenii $l = 4$ iar magnetostricţiunea din termenii cu $l = 2$. Aceasta face posibil de a obţine compuşii cu magnetostricţiune şi anizotropie optimă. Pentru unele aplicaţii ale materialelor magnetostrictive, sînt necesare deformaţii mari la cîmpuri externe mici. În aceste situaţii este necesară o anizotropie mică, pentru a asigura mobilitatea peretelui de domenii cît şi rotaţia magnetizării în cîmpuri de intensitate mică. Pentru aceasta s-au studiat compuşii pseudobinari cu acelaşi semn al magnetostricţiunii dar cu semne opuse ale constantelor de anizotropie. Astfel în compuşi $\mathrm{Tb}_{1-x}\mathrm{Dy}_x\mathrm{Fe}_2$, pentru $x = 0{,}7$, magnetostricţiunea prezintă un maxim ce reflectă anizotropia magnetică aproape nulă la această compoziţie [326]. S-au studiat şi sisteme multicomponente [327]. S-a evidenţiat că în aliajele $\mathrm{Tb}_{0.20}\mathrm{Dy}_{0.22}\mathrm{Ho}_{0.58}\mathrm{Fe}_2$, pentru $x = 0{,}32$, se obţine $\lambda_S = 0{,}53 \cdot 10^{-3}$, iar constantele de anizotropie sînt foarte mici.

Sub acţiunea unui cîmp extern, s-au observat modificări mari ale modulului de elasticitate (ΔE). Reducerile în modulul de elasticitate comparativ cu valorile intrinseci de la cîmpuri înalte, au fost asociate cu mişcarea pereţilor de domenii [107]. Totuşi în compuşii $R\mathrm{Fe}_2$ modulul continuă să se modifice mult şi peste saturaţia tehnică. Astfel, sursa majoră a dependenţelor de cîmp observate nu poate fi atribuită mişcării pereţilor de domenii ci unei „înmuieri" a reţelei datorită interacţiunilor magnetoelastice atomice locale. Analiza matematică a problemei a fost făcută de Clark [4]. Într-un sistem magnetostrictiv, ca urmare a minimizării energiei de anizotropie, magnetoelastice şi elastice, deformaţiile la echilibru sînt date de $\varepsilon_{ij} = -(b_2/c_{44}^0)\alpha_i\alpha_j$. Constanta de anizotropie efectivă este $K_1' = K_1 - b_2^2/2c_{44}^0$. Notaţia c^0 evidenţiază rigiditatea intrinsecă. Ca urmare, apare o energie de anizotropie caracterizată printr-o constantă efectivă. Pentru a determina c_{44} se consideră o deformaţie arbitrară şi se determină valorile de echilibru (α_1, α_2, α_3) corespunzătoare acesteia. Energia totală este

$$\in = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) - \mu_0 MH\alpha_x + b_2\alpha_x\alpha_y\varepsilon_{xy} + (1/2)c_{44}^0\varepsilon_{xy}^2 +$$

$$+ b_2(\alpha_y\alpha_z\varepsilon_{yz}^{cc} + \alpha_z\alpha_x\varepsilon_{zx}^{cc}) + (1/2)\, c_{44}^0(\varepsilon_{yz}^{cc^2} + \varepsilon_{zy}^{ec^2}) + \text{termeni elastici.} \quad \text{(XII.12.1)}$$

Pentru a determina valorile la echilibru α_i se consideră situaţia în care cuplul este nul. Analiza componentei z a acestuia conduce la

$$\alpha_x^{ec}\alpha_y^{cc} = -\frac{b_2}{2K_1 + \mu_0 MH}\varepsilon_{xy}. \quad \text{(XII.12.2)}$$

Plecînd de la componenta y, în cel mai scăzut ordin, avem $\alpha_z^{cc} = 0$.

Ținînd seama că $\alpha_x^{2ec} \simeq 1 - (1/2)\,\alpha_y^{ec^2}$ rezultă că

$$\alpha_x^{ec} = 1 - (1/2)\,\frac{b_2^2}{(2K_1 + \mu_0 MH)^2}\,\varepsilon_{xy}^2. \qquad \text{(XII.12.3)}$$

Introducînd expresiile α_x^{ec}, α_y^{ec} și α_z^{ec} în (XII.12.1), se obține

$$\epsilon = \frac{1}{2}\left(c_{44}^0 - \frac{b_2^2}{2K_1 + \mu_0 MH}\right)\varepsilon_{xy}^2 - \mu_0 MH. \qquad \text{(XII.12.4)}$$

Constanta elastică efectivă este dată de coeficientul lui $\varepsilon_{xy}^2/2$, deci

$$c_{44ef} = c_{44}^0 - \frac{b_2^2}{2K_1 + \mu_0 MH}. \qquad \text{(XII.12.5)}$$

Pentru valorile b_2^2/K_1 mari, „înmuierea" modulului poate fi aproape completă. Ținînd seama de expresia lui K_1, avem

$$\Delta c_{44} = c_{44}^0 - c_{44ef} = c_{44}^0\left(1 - \frac{K_1'}{K_1}\right)\left(\frac{1}{1 + \mu_0 MH/2K_1}\right). \qquad \text{(XII.12.6)}$$

Minimul lui c_{44} apare cînd $K_1 = b_2^2/2c_{44}$, respectiv în condiția $K_1' = 0$. Relația (XII.12.6) este valabil pentru H paralel la direcția de forfecare p. Pentru $H \perp p$, în ordinul cel mai scăzut, nu apare un efect magnetoelastic. Relația (XII.12.6) a fost verificată experimental [328].

Ca urmare a magnetostricțiunii lor mari, compușii RFe_2 sînt elemente potențiale pentru traductori de putere. Clark [4] a făcut o analiză de detaliu a factorilor de cuplare magnetoelastici cît și a altor probleme legate de folosirea în tehnică a acestor materiale.

Studiul monocristalelor cu structura hexagonală de Lu_2Fe_{17} și Y_2Fe_{17} evidențiază o magnetostricțiune foarte mare lîngă temperatura de ordine. Se conchide că deformațiile observate provin din dependența energiei de schimb de distanța interatomică [329].

Valori mari ale magnetostricțiunii au fost evidențiate și în compușii PCo_2 [330, 331]. La 0K acestea sînt similare cu cele evidențiate în metalele pămînturi rare. Sursa principală a magnetostricțiunii o constituie ionii de pămînt rar. Magnetostricțiunea de volum spontană este mare și pozitivă [332].

XII.12.3. Magnetostricțiunea sticlelor metalice

Interesul acordat sticlelor metalice [333] poate fi atribuit atît utilizărilor lor tehnologice [334—337] cît și faptului că acestea reprezintă un nou mediu izotrop, în care se poate studia o mare varietate de fenomene fizice. Magnetostricțiunea sticlelor metalice, în general nu este mai mică decît cea a aliajelor cristaline corespunzătoare. În acord cu analiza făcută în paragraful XII.7, vom discuta efectele izotrope și anizotrope asupra distanței medii între atomi cît și efectele izotrope sau anizotrope asupra modulului de elasticitate [204].

În *studiul efectelor elastice* asupra distanței atomice medii, Tsuya și colab. [338] au fost primii care au studiat magnetostricțiunea de volum forțată în sticle metalice. Se evidențiază valori $(\partial\omega/\partial H)$ pozitive și mari în sticle cu conținut ridicat în fier [339] care depășesc valorile observate în cazul fierului în stare cristalină [340] printr-un ordin de mărime. Valo-

rile ($\partial\omega/\partial H$), la sticlele pe bază de Co-Fe descresc monoton cu creșterea conținutului de cobalt însă sînt mai mari ca în materialele cristaline corespunzătoare [341]. Rezultatele sînt confirmate prin studiul sistemelor de sticle $(Fe_xCo_yNi_z)_{78}Si_8B_{14}$ [342]. Magnetostricțiunea pozitivă forțată, relativ mare, în sticlele bogate în fier, implică în acord cu relația (XII.8.5) valori α_M mari și negative și deci posibilitatea unei comportări de tip invar ($\alpha=0$) [343]. În cazul sticlelor $Fe_{100-x}B_x$ [344] s-a evidențiat o asemenea comportare la o compoziție $x = 17\%$ at. Studiul structurii acestora [345] evidențiază că lîngă compoziția pentru care s-a observat o comportare de tip invar ($Fe_{83}B_{17}$) apare o transformare structurală de rază mică de acțiune similară cu cea evidențiată în aliajul $Fe_{0,7}Ni_{0,3}(\gamma \rightleftarrows \alpha)$. În alte tipuri de sticle pe bază de Fe și Co [346] sau în sistemul $(Fe_xNi_{1-x})_{75}P_{16}B_6Al_3$ [347] nu s-a observat o comportare de tip invar. Dilatarea termică anormală a sticlelor metalice poate fi înțeleasă plecînd de la dezordinea lor structurală.

Să analizăm *efectele anizotrope*. Magnetostricțiunea a fost mult studiată în sticle metalice, mai mult ca oricare alt efect magnetoelastic [338, 341, 342, 335, 348—351]. În figura XII.25 se redau valorile magnetostricțiunilor la saturație (la temperatura camerei) a sistemului de sticle $(FeCoNi)_{80}B_{20}$ [348]. Rezultatele similare s-au obținut și în cazul sticlelor $M_{75}P_{16}B_6Al_3$ [349] și $M_{78}B_{14}Si_8$ [342], unde M este un metal 3d. S-a făcut o comparație a magnetostricțiunii sticlelor pe bază de Fe-Co și Fe-Ni cu cea a aliajelor cristaline corespunzătoare [350, 351]. În timp ce sticlele bogate în fier prezintă magnetostricțiuni care sînt de semn opus și mai mari cu un ordin de mărime decît cele ale fierului policristalin, dependența de compoziție a magnetostricțiunii sticlelor bogate în Co și Ni este similară cu cea a aliajelor policristaline corespunzătoare. Valori $\lambda_s = 0$ apar la aproximativ același raport Fe/Co în sticle, ca și în aliaje policristaline.

Comportarea sticlelor cu $\lambda_s = 0$ a fost studiată relativ mult. Acestea prezintă un interes tehnic [341, 342, 352].

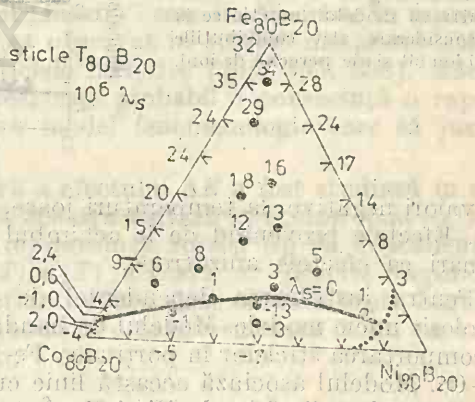


Fig. XII.25. — Dependența de compoziție a magnetostricțiunii liniare la sticlele $(FeCoNi)_{80}B_{20}$.

În paralel s-a studiat și dependența de temperatură a magnetostricțiunii sticlelor metalice [204, 338, 342,348]. În figura XII.26 se redau valorile magnetostricțiunii reduse în funcție de magnetizarea redusă. Compararea cu modelul lui Callen-Callen [3] sugerează că anizotropia unui ion are contribuția dominantă la magnetostricțiunea acestor sisteme.

Sticlele bogate în cobalt prezintă o dependență neobișnuită de temperatură a magnetostricțiunii (fig. XII.27). În cazul sticlei $Co_{80}B_{20}$ pare

să aibă loc o schimbare de semn în magnetostricțiune, în apropiere de T_c. Datele pot fi analizate considerînd, în plus față de anizotropia unui ion, o mică contribuție corespunzătoare mecanismului a doi ioni $\lambda_s(T) = C_1\hat{I}_{5/2}(x) + C_2M_r^2$. Deoarece magnetostricțiunea ce are originea în mecanismul unui ion scade mai rapid cu temperatura, contribuția a doi ioni va fi semnificativă în jurul punctului Curie. Dacă în relația de mai sus $C_1 < 0 < C_2$ și $|C_1| > |C_2|$, magnetostricțiunea își va schimba semnul

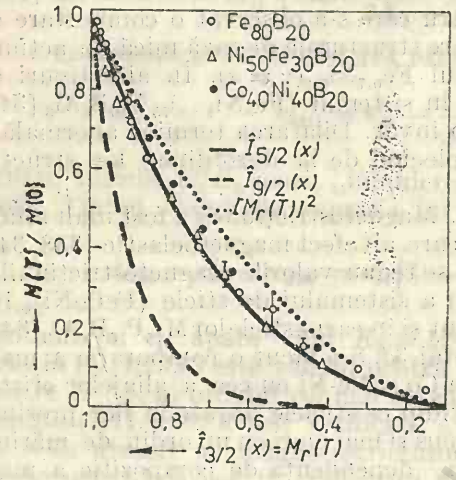


Fig. XII.26. — Dependența de temperatură a magnetostricțiunii reduse în funcție de magnetizarea redusă pentru trei sticle din sistemul $(FeCoNi)_{80}B_{20}$. Se prezintă previziunile teoretice ale modelului unui ion, $\hat{I}(x)$, și respectiv comportarea de tip M_r^2 caracteristică modelului pereche.

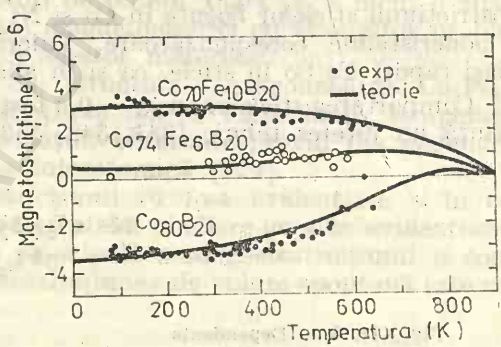


Fig. XII.27. — Dependența de temperatură a magnetostricțiunii în sticle bogate în cobalt comparativ cu modelul teoretic ce ia în considerare atît contribuțiile unui ion cît și ale perechii de ioni.

de la valori negative, la temperaturi joase, la valori pozitive, în apropiere de T_c. Efectele provenind de la schimbul izotrop $\langle S_f S_g \rangle$ sînt în general mai mari ca efectele anizotrope.

Pentru justificarea dependenței de compoziție a valorilor $\lambda_s = 0$ s-au folosit unele modele. Modelul de bandă despicat (fig. XII.28) descrie bine comportarea sticlelor în porțiunea Fe-Ni a sistemului ternar de sticle Fe-Ni-Co. Modelul asociază această linie cu trecerea nivelului Fermi prin graniță între benzile $3d\uparrow$ ale Ni și Fe. Întrucît acest model este bazat pe interacția spin-orbită intraatomică a stărilor d la ϵ_F, el descrie magnetostricțiunea în modelul unui ion. Ne așteptam deci ca după separarea și scăderea componentei magnetostricțiunii datorită contribuției a doi ioni evidențiate în sticlele bogate în cobalt, concordanța modelului cu datele experimentale să fie mai bună. Discrepanța ce rămîne poate fi atribuită faptului că modelul cu bandă despicată nu poate fi folosit la sistemul Fe-Co. Modelul cu bandă despicată sugerează deci că schimbarea de semn

a lui λ_s în lungul părţii nichel-cobalt a diagramei ternare este asociată cu modificarea caracterului orbital a stărilor d ale unui ion, la nivelul Fermi.

Să analizăm *efectele izotrope* asupra modulului de elasticitate. Dependenţa de compoziţie a acestuia în sticlele $(FeNi)_{80}B_{20}$ evidenţiază că (E/ρ) se comportă ca şi cum ar apare o rigidizare magnetoelastică, proporţională cu patratul magnetizării, măsurată la temperatura mediului ambiant [353]. În cazul sticlelor $Ni_{80}B_{20}$ se obţine $E/\rho = 19{,}63 + 3{,}94\langle M\rangle^2$. O

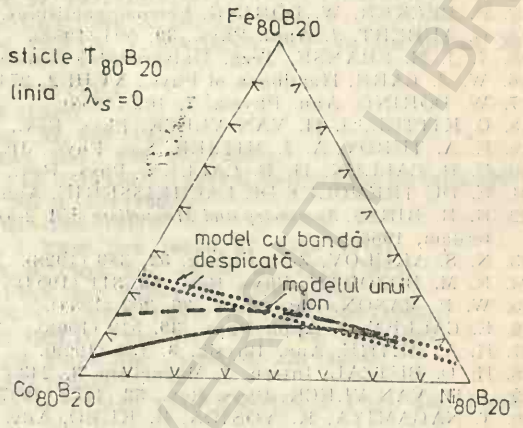


Fig. XII.28. — Previziunile modelului cu bandă despicată în analiza dependenţei de compoziţie a valorilor $\lambda_s = 0$. Prin linie continuă s-au reprezentat valorile experimentale $\lambda_s = 0$. Liniile punctate redau datele calculate în modelul cu bandă despicată pentru valori limitate ale transferului de sarcină. Linia întreruptă descrie valorile calculate $\lambda_s = 0$ în modelul cu bandă despicată din care s-au scăzut contribuţiile mecanismului pereche.

anomalie la $T < T_c$ s-a observat şi în modulul de elasticitate al sticlelor $Fe_{74}Mo_6B_{20}$ [354] şi a fost atribuită aceleiaşi rigidizări magnetoelastice. Descreşterea rapidă, în anomalia modulului de elasticitate lîngă T_c, sugerează că originea acestui efect provine mai degrabă dintr-un mecanism implicînd modelul pereche. Mărimea acestui efect şi invarianţa observată odată cu aplicarea cîmpului extern sugerează că provine din interacţiile de schimb izotrope $\langle S_f S_g\rangle$ care sub T_c sînt proporţionale cu M^2.

Efectele anizotrope asupra modulului elastic sînt mai mici ca efectele magnetoelastice izotrope. Efectul „morfic" care în Ni cristalin reprezintă $(10^{-4}—10^{-3})$ din modul, nu a fost observat în sticlele metalice. Efectul „ΔE" a fost studiat mult în sticlele metalice [265, 355, 356]. Mărimea neobişnuit de mare a acestui efect este probabil o consecinţă a raportului mare λ^2/K_1. S-a elaborat un model fenomenologic care să justifice această comportare [357].

Dependenţa de temperatură a efectului ΔE a fost studiată în sticla $Fe_{75}P_{15}C_{10}$ [358]; s-a observat că aceasta variază în acelaşi mod ca $\lambda_s(T)$. Deoarece $\lambda_s(T)/\lambda_s(0)$ şi $K(T)/K(0)$ prezintă acelaşi tip de dependenţă de temperatură, iar $\Delta E(T)/E \propto \lambda_s^2(T)/K(T)$ aceasta ar descrie dependenţa de temperatură a magnetostricţiunii. Pare deci că în sticlele bogate în fier anizotropia efectului magnetoelastic este determinată de un mecanism de anizotropie implicînd un ion.

BIBLIOGRAFIE

1. R. PAUTHENET, G. RIMET, C. R. Acad. Sci. Paris, **249**, 656 (1959).
2. E. BURZO, St. Cerc. Fiz. **31**, 759 (1979).
3. E. R. CALLEN, H. B. CALLEN, Phys. Rev., **139A**, 455 (1965).
4. E. E. CLARK, *Ferromagnetic Materials Handbook*, Ed. E.P. Wohlfarth, North Holland Publishing Comp., 1978.

5. R. BECKER, Z. Physik, **62**, 253 (1930).
6. C. KITTEL, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
7. R. BECKER, W. DÖRING, *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin, 1938, p. 270.
8. E. W. LEE, Report Progr. Phys., **18**, 184 (1955).
9. H. SATO, Phys. Rev., **109**, 802 (1958).
10. G. AUBERT, J. Magn. Magn. Mat., **19**, 396 (1980).
11. G. AUBERT, Y. AYANT, E. BELORIZKY, R. CASALEGNO, Phys. Rev., **B14**, 5314 (1976).
12. R. GERSDORF, G. AUBERT, Physica, **95B**, 135 (1978).
13. R. BECKER, W. DÖRING, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin, 1939.
14. G. AUBERT, J. Appl. Phys., **39**, 501 (1968).
15. J. J. M. FRANSE, Teză, Universitatea Amsterdam, 1969.
16. W. J. CARR, Handbook of Phys., **XVIII/2**, 271 (1960).
17. W. DÖRING, Ann. Physik, **7**, 102 (1958).
18. C. KITTEL, J. H. VAN VLECK, Phys. Rev., **118**, 1231 (1960).
19. E. A. TUROV, A. I. MITSEK, Sov. Phys., JETP, **11**, 1327 (1960).
20. E. R. CALLEN, H. B. CALLEN, Phys. Rev., **129**, 578 (1963).
21. E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE, Ann. Phys., **5**, 267 (1970).
22. R. R. BIRSS, *Symmetry and Magnetism* (Ed. 2-a), North Holland Publishing Comp., Amsterdam, 1966.
23. N. S. AKULOV, Zeit. Physik, **52**, 389 (1928).
24. R. M. BOZORTH, Phys. Rev., **96**, 311 (1954).
25. W. P. MASON, Phys. Rev., **96**, 302 (1954).
26. E. CALLEN, J. Appl. Phys., **39**, 519 (1968).
27. H. A. BETHE, Ann. Physik, **3**, 133 (1929).
28. H. D. BUTZAL, Intern. J. Magnetism, **3**, 243 (1973).
29. J. H. VAN VLECK, Phys. Rev., **52**, 1178 (1937).
30. T. NAGAMIYA, K. YOSIDA, R. KUBO, Adv. Phys., **4**, 1 (1955).
31. J. KANAMORI, in *Magnetism*, Ed. G.T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York, 1963, Vol. I., p. 127.
32. K. YOSIDA, J. Appl. Phys., **39**, 511 (1968).
33. M. I. DARBY, E. D. ISAC, IEEE Trans. Magnet., **MAG 10**, 259 (1974).
34. M. H. L. PRYCE, Phys., Rev., **80**, 1107 (1950).
35. W. P. WOLF, Phys. Rev., **108**, 1152 (1957).
36. R. E. TREES, Phys. Rev., **82**, 683 (1951).
37. J. S. SLONCZEWSKI, Phys. Rev., **110**, 1341 (1958).
38. L. R. BICKFORD, J. BROWNLOW, I. PENOYER, Proc. IEE (London), **104B**, Suppl. 5, 238 (1957).
39. M. D. STURGE, E. M. GYORGY, R. C. LECRAW, J. P. REMEIKA, Phys. Rev., **180**, 413 (1969).
40. T. NAKAMURA, N. URYU, J. Phys. Soc. Japan, **11**, 760 (1956).
41. N. URYU, J. Phys. Soc. Japan, **16**, 2139 (1961).
42. H. KOBAYASHI, T. HASEDA, J. Phys. Soc. Japan, **19**, 765 (1964);
T. OGUCHI, J. Phys. Soc. Japan, **20**, 2236 (1965).
43. A. NARATH, Phys. Rev., **136A**, 760 (1964); J. Phys. Soc. Japan, **20**, 2236 (1965).
44. M. K. WILKINSON, J. W. CABLE, E. O. WOLLAN, W. C. KOEHLER, Phys. Rev., **113**, 497 (1959);
J. KANAMORI, Progr. Theor. Phys., **20**, 890 (1958).
45. M. DATE, J. Phys. Soc. Japan, **16**, 1337 (1961);
R. B. FLIPPEN, S. A. FRIEDBERG, J. Appl. Phys., **31**, 338 S (1960).
46. K. W. H. STEVENS, Proc. Phys. Soc., **A65**, 209 (1952).
47. T. KASUYA, in *Magnetism*, Vol. II. B, Editat de G.T. Rado și H. Suhl, Academic Press, New York, 1966.
48. R. LEMAIRE, J. PIERRE, Rev. Chim. Miner., **10**, 273 (1973).
49. J. J. RHYNE, in *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, Edit. R.J. Elliott, Plenum Press, 1972 (Capit. IV).
50. J. L. FERON, C.R. Acad. Sci. Paris, **269B**, 611 (1969).
51. S. CHIKAZUMI, K. TAJIMA, K. TOYAMA, J. Phys., **C1**, 179 (1971);
K. TAJIMA, J. Phys. Soc. Japan, **31**, 441 (1971);
T. ASADA, J. Phys. Soc. Japan, **35**, 85 (1973).
52. M. S. S. BROOKS, T. EGAMI, J. Phys., **C6**, 513, 3719 (1976) și **C7**, 979 (1974).
53. P. A. LINDGARD, O. DANIELSEN, Phys. Rev., **B11**, 351 (1975).
54. D. M. EAGLES, Z. Phys., **B21**, 177 (1975).
55. G. J. BOWDEN, J. Phys. F: Metal Phys., **7**, 1731 (1977).
56. J. H. VAN VLECK, J. Phys. Radium., **12**, 262 (1951).
57. C. KITTEL, J. K. GALT, Solid State Phys., vol. III, 1973.

58. T. MORIYA, K. YOSIDA, Progr. Theor. Phys., 9, 633 (1953).
59. T. MORIYA, Phys. Rev., **120**, 91 (1960).
60. I. DZYALOSHINSKI, J. Phys. Chem. Sol., **4**, 241 (1958).
61. E. A. HARRIS, J. OWEN, Phys. Rev. Lett., **11**, 9 (1963);
D. S. RODBELL și colab., Phys. Rev. Lett., **11**, 10 (1963).
62. R. J. JOENK, Phys. Rev., **130**, 932 (1963).
63. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **15**, 225 (1959).
64. J. J. M. FRANSE, G. DE VRIE, Physica, **39**, 477 (1968).
65. D. KRAUSE, B. LUDWIG, U. PATZ, Zeit. angew Phys., **26**, 76 (1969).
66. J. M. PUZEI, Izv. Akad. SSSR, Phys., **21**, 1077 (1957).
67. T. TOKUNAGA, J. Sci. Hiroshima, Univ., Ser. A, *38*, 215 (1974).
68. E. TATSUMOTO, T. OKAMOTO, N. IWATA, Y. KADENA, J. Phys. Soc. Japan, **20**, 1541 (1965).
69. U. HOFMANN, Phys. Stat. Sol., **7**, K145 (1964).
70. H. BROOKS, Phys. Rev., **58**, 909 (1940).
71. G. C. FLETCHER, Proc. Phys. Soc., **67**, 505 (1954).
72. M. ASDENTE, M. DELITALA, Phys. Rev., **163**, 497 (1967).
73. W. N. FUREY, Bull. Am. Phys. Soc., **12**, 311 (1967) și Teză Universitatea Harvard, 1967.
74. N. MORI, J. Phys. Soc. Japan, **27**, 307 și 1374 (1969).
75. J. J. M. FRANSE, J. Phys., **32**, C1—186 (1971).
76. N. MORI, Y. FUKUDA, T. UKAI, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1263 (1974).
77. N. MORI, T. UKAI, H. YOSHIDA, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1272 (1974).
78. N. MORI, T. UKAI, S. KONO, J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1278 (1974).
79. L. HODGES, H. EHRENREICH, N. D. LANG, Phys. Rev., **152**, 505 (1966).
80. L. HODGES, D. R. STONE, A. V. GOLD, Phys. Rev. Lett., **19**, 665 (1967).
81. M. YAMAMOTO, T. NAKAMICHI, J. Phys. Soc. Japan, **2**, 228 (1958).
82. R. BRENNER, Phys. Rev., **107**, 1537 (1957).
83. H. KADOMATSU, E. TATSUMOTO, H. FUJII, T. OKAMOTO, J. Phys. Soc. Japan, **31**, 1403 (1971).
84. N. KAWAI, A. SAWAOKA, J. Phys. Chem. Solids, **29**, 576 (1968).
85. J. J. M. FRANSE, T. KORTEKAAS, date nepublicate.
86. E. O. WOLLAN, Phys. Rev., **167**, 461 (1968).
87. K. MERKLE, Z. Naturforsch., **14a**, 938 (1959).
88. F. ONO, J. Phys. Soc. Japan, **43**, 1194 (1977).
89. F. ONO, J. Phys. Soc. Japan, **48**, 843 (1980).
90. H. FUJIWARA, T. TOKUNAGA, J. Phys. Soc. Japan, **39**, 927 (1975).
91. K. J. BOWKER, M. HEATH, Solid. State. Commun., **17**, 59 (1975).
92. W. J. CARR, JR, Phys., Rev., **109**, 1971 (1958).
93. C. ZENER, Phys. Rev. **96**, 1335 (1954).
94. F. ONO, O. YAMAHA, J. Phys. Soc. Japan, **46**, 462 (1979).
95. W. SUCKSMITH, J. E. THOMPSON, Proc. Roy. Soc., **A225**, 362 (1954).
96. R. PAUTHENET, Y. BARMER, G. RIMET, J. Phys. Soc. Japan, **17**, B1—S 309 (1962).
97. J. REBOUILLAT, Teză Universitatea din Grenoble, 1962.
98. T. T. YANG, Japan J. Appl. Phys., **15**, 279 (1976).
99. M. TAKAHASHI, S. KADOWAKI, T. WABIYAMA, T. ANAYAMA, M. TAKAHASHI, J. Phys. Soc. Japan., **44**, 825 (1958).
100. M. AKULOV, Zeit. Phys., **100**, 197 (1936).
101. F. KEFFER, Phys. Rev., **100**, 1692 (1955).
102. J. H. VAN VLECK, J. Phys. Radium, **20**, 124 (1959).
103. H. B. CALLEN, E. CALLEN, J. Phys. Chem. Sol., **16**, 310 (1960).
104. C. ECKART, Rev. Mod. Phys., **2**, 305 (1930).
105. E. CALLEN, S. SHTRIKMAN, Solid State Comm., **3**, 5 (1965).
106. H. PENDER, R. L. JONES, Phys. Rev., **1**, 259 (1913).
107. R. M. BOZORTH, Ferromagnetism, p. 117—171, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1951.
108. S. CHIKAZUMI, C. D. GRAHAM, *Directional Order in Magnetism and Metallurgy*, Academic Press, New York, 1962.
109. J. C. SLONCZEWSKI, *Magnetic Annealing in Magnetism*,
Ed. G. T. RADO, H. SUHL, vol. 1 (cap. 5), Academic Press, New York, 1963.
110. S. CHIKAZUMI, *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, 1964.
111. C. D. GRAHAM, in *Magnetic Properties of Metals and Alloys*, Am. Soc. Metals, Cleveland, Ohio, 1959.
112. S. CHIKAZUMI, J. Phys. Soc. Japan, **5**, 327 333 (1950).
113. S. TANIGUCHI, M. YAMAMOTO, Sci. Rept. Res. Inst. Tohoku Univ., **A6**, 530 (1954);
S. TANIGUCHI, idem **A7**, 269 (1955).
114. S. CHIKAZUMI, T. OOMURA, J. Phys. Soc. Japan, **10**, 842 (1955).

115. A. CHAMBEROD, P. VILLEMAIN, J. PAULEVÉ, J. Phys. Chem. Solids, **33**, 593 (1972).
116. P. VILLEMAIN, A. CHAMBEROD, J. Phys. Chem. Solids, **33**, 1547 (1972).
117. A. I. SCHINDLER, E. I. SALKOVITZ, J. Appl. Phys., **31**, 2455 (1960).
118. J. PAULEVÉ, D. DAUTREPPE, J. LAUGIER, L. NÉEL, C.R. Acad. Sci. Paris, **254**, 965 (1962); J. Phy. Radium, **22**, 641 (1962).
119. A. CHAMBEROD, F. BARRUEL, J. PAULEVÉ, J. Phys. Chem. Solids, **32**, 881 (1971).
120. L. NÉEL, J. Appl. Phys., **30**, 3S (1959).
121. W. CAMBRON, D. DAUTREPPE, L. NÉEL, J. PAULEVÉ, C.R. Acad. Sci. Paris, **255**, 2037 (1962).
122. A. G. LESNIK, Phys. Stat. Sol., **35**, 959 (1969).
123. A. G. LESNIK, A. I. MITSEK, V. N. PUSHKAR, A. F. ZHURAVLEV, Phys. Stat. Solidi (a), **17**, 697 (1973).
124. A. G. LESNIK, A. I. MITSEK, V. N. PUSHKAR, A. F. ZHURAVLEV, Phys. Stat. Sol. (a), **24**, 667 (1974).
125. A. G. LESNIK, A. I. MITSEK, V. N. PUSHKAR, Proceed. Int. Conf. Magn., Moskva, 1973, p. 312.
126. J. C. FISHER, Acta Met., **2**, 9 (1954).
127. S. CHIKAZUMI, K. SUZUKI, H. IWATA, J. Phys., Soc. Japan, **12** 1259 (1957).
128. G. Y. CHIN, J. Appl. Phys., **36**, 2915 (1965); Mater. Sci. Eng., **1**, 77 (1966).
129. A. G. LESNIK, F.M.M., **35**, 300 (1973).
130. A. G. LESNIK, *Navedennaya magnitnaya anizotropiya*, Izd. *Naukova Dunika*, Kiev, 1976, p. 96.
131. I. M. SANDLER, V. P. POPOV, YA. V. NAGLYUK, Phys. Stat. Sol. (a), **55**, 271 (1979).
132. I. M. SANDLER, V. P. POPOV, YA. V. NAGLYUK, Phys. Stat. Sol. (a), **56**, 55 (1979).
133. S. TAKAHASHI, Phys. Stat. Sol. (b), **52**, 141 (1972).
134. S. TAKAHASHI, Phys. Stat. Sol. (a), **42**, 201 (1977).
135. S. TAKAHASHI, Phys. Stat. Sol. (a), **42**, 529 (1977).
136. S. TAKAHASHI, Y. ISHIKAWA, Phys. Stat. Sol. (a), **33**, K141 (1970).
137. S. TAKAHASHI, Phys. Stat. Sol. (a), **45**, 133 (1973).
138. I. M. PUZEI, F.M.M., **11**, 525 şi 686 (1961).
139. H. KAGAWA, S. CHIKAZUMI, J. Phys. Soc. Japan., **48**, 1476 (1980).
140. A. H. BONECK, E. G. SPENCER, L. G. VAN UITERT, S. ABRAHAMS, R. L. BARNS, W. H. GRODKIEWICZ, R. C. SHERWOOD, P. H. SCHMIDT, D. H. SMITH, E. M. WALTERS, Appl. Phys. Lett., **17**, 131 (1970).
141. A. ROSENCWAIG, W. J. TABOR, F. B. HAGEDORN, L. C. VAN UITERT, Phys. Rev. Lett., **26**, 775 (1971).
142. A. ROSENCWAIG, W. J. TABOR, AIP Conf. Proceed, **5**, 57 (1971).
143. A. J. KURTZIG, F. B. HAGEDORN, IEEE Trans. Magn., **MAG-6**, 473 (1971).
144. D. C. CRONEMEYER, E. A. GLESS, E. KLOKHOLM, B. E. ARGYLE, T. S. PLASKETT, AIP Conf. Proc., **5**, 115 (1971).
145. F. B. HAGEDORN, J. Appl. Phys., **45**, 3123 (1974).
146. M. HIRANO, S. NAKAMURA, T. TSUSHIMA, J. Phys. Soc. Japan, **39**, 1462 (1975).
147. L. C. LUTHER, A. C. LE GRAW, E. M. GYORGY, S. L. BLANK, Appl. Phys. Lett. **36**, 779 (1980).
148. P. CHAUDHARI, J. J. CUOMO, R. J. GAMBINO, IBM J. Res. Dev., **17**, 66 (1973).
149. N. HEIMAN, A. ONTON, D. F. KYSER, K. LEE, C. R. GAUNIERI, AIP Conf. Proc., **24**, 573 (1975).
150. T. KATAYAMA, M. HIRANO, Y. KOIZUMI, K. KAWANISHI, T. TSUSHIMA IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1603 (1977).
151. A. BRUNSCH, J. SCHNEIDER, J. Appl. Phys., **48**, 2641 (1977); IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1606 (1977).
152. S. R. HERD, Phys. Stat. Sol. (a), **44**, 363 (1977).
153. H. HOFFMAN, A. J. OWEN, F. SCHROPF, citat în [41].
154. J. SCHNEIDER, A. BRUNSCH, J. Appl. Phys., **49**, 1747 (1978).
155. S. TSUNASHIMA, T. SHINODA, H. MIYATAKE, S. UCHIYAMA, J. Appl. Phys., **51**, 5901 (1980).
156. M. TAKAHASHI, T. SASAKAWA, H. FUJIMORI, J. Phys. Soc. Japan, **17**, 585 (1962); **18**, 734 (1963); **35**, 869 (1964).
157. H. J. WILLIAMS, R. S. SHERWOOD, J. Appl. Phys., **28**, 548 (1957).
158. R. D. HEIDENREICH, E. A. NESBITT, Phys. Rev., **105**, 1678 (1957); J. Appl. Phys., **30**, 995, 1000 (1959).
159. M. TAKAHASHI, T. KONO, Jap. J. Appl. Phys., **17**, 361 (1978).
160. M. TAKAHASHI, S. KADOWAKI, T. WAKIYAMA, T. AMAYANA, M. TAKAHASHI, J. Phys. Soc. Japan, **47**, 1110 şi 1117 (1979).
161. M. TAKAHASHI, M. KANAYA, S. KADOWAKI, T. WAKIYAMA, T. AMAYANA, Jap. J. Appl. Phys., **16**, 1285 (1977); **17**, 455 (1978).

162. T. SATOH, Y. YOKOYAMA, I. OGURO, J. Magn. Magn. Mat., **5**, 18 (1977).
163. H. S. CHENG, Rep. Progr. Phys., **43**, 353 (1980).
164. F. E. LUBORSKY, J. J. BECKER, R. O. McCARY, IEEE Trans. Magn., **MAG-11**, 1644 (1975).
165. T. EGAMI, P. J. FLANDERS, AIP Conf. Proc., **29**, 220 (1975).
166. R. S. WILLIAMS, T. EGAMI, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 927 (1976);
F. E. LUBORSKY, J. L. WALTER, D. G. LEGRAND, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 730 (1976);
G. C. CHI, H. S. CHENG, C. E. MULLERR, J. Appl. Phys., **49**, 1915 (1978).
167. H. S. CHEN, J. T. KRAUSE, E. COLEMAN, Scripta Metall., **9**, 787 (1975).
168. F. E. LUBORSKY, J. L. WALTER, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 953 (1977).
169. F. E. LUBORSKY, J. L. WALTER, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1635 (1977).
170. H. FUJIMORI, H. MORITA, Y. OBI, S. OHTA, *Amorphous Magnetism*, II, New York, Plenum Press, 1977, p. 393.
171. T. MIYAZAKI, M. TAKAHASHI, Japan J. Appl. Phys., **17**, 1755 (1978).
172. E. M. GYORGY, H. J. LEAMY, R. C. SHERWOOD, H. S. CHEN, AIP Conf. Proc., **29**, 198 (1975).
173. S. OHNUMA, T. MASUMOTO, *Rapid Quenched Metals*, III, vol. 2, London, Metal Society, 1978, p. 197.
174. T. TAKAHASHI, H. FUJIMORI, T. MASUMOTO, *80th Annual Meeting of the Japanese Institute of Metals*, no. 393, 1977.
175. R. F. PEARSON, *Magnetic Anisotropy in Experimental Magnetism*, vol. I, Ed. G.M. Kalvius, R. S. Tebble, John Willey and Sons, 1979, p. 137.
176. J. SMIT, F. K. LOTGERING, U. ENZ, J. Appl. Phys., **31**, 1378 (1960).
177. G. AUBERT, Teză de doctorat, Universitatea Grenoble, 1966.
178. J. BURD, H. HUQ, E. E. LEE, J. Magn. Mag. Mat., **5**, 135 (1977).
179. R. J. POTTOM, J. Phys. E: Sci. Instrum., **11**, 149 (1978).
180. K. HONDA, S. KAYA, Sci. Repts. Tohoku Univ., **15**, 721 (1926).
181. R. F. PEARSON, J. Appl. Phys., **33**, 1236 S (1962).
182. R. M. BOZORTH şi colab., Phys. Rev., **99**, 1898 (1955).
183. H. FUJII, T. HASHIMOTO, A. MISHIMA, N. SHOHATA, T. OKAMOTO, J. Phys. Soc. Japan, **41**, 1179 (1976).
184. T. TOKYAMA, S. CHIKAZUMI, J. Phys. Soc. Japan, **35**, 47 (1973).
185. P. BOUTRON, A. ALEONARD, Phys. Rev., **B13**, 174 (1976).
R. ALEONARD, P. BOUTRON, D. BLOCH, J. Phys. Chem. Sol., **30**, 2277 (1969).
186. P. MORIN, J. PIERRE, Phys. Stat Sol. (a), **17**, 479 (1973).
187. H. G. PURWINS, E. WALKER, B. BARBARA, M. F. ROSSIGNOL, P. BAK, J. Phys., **C7**, 3573 (1974).
188. J. BURD, E. W. LEE, J. Phys., **C10**, 4581 (1977).
189. A. E. CLARK, in *Ferromagnetic Materials*, vol. I, Ed. E.P. Wohlfarth, North Holland Publ. Comp., 1980, p. 533.
190. N. C. KOON, C. M. WILLIAMS, J. Appl. Phys., **49**, 1948 (1978).
191. G. HOFFER, K. STRNAT, J. Appl. Phys., **38**, 1377 (1967).
192. C. D. GRAHAM, J. Appl. Phys., **31**, 1508 (1960).
193. H. SATO, B. S. CHANDRASKHAR, J. Phys. Chem. Sol. **1**, 228 (1957).
194. H. J. WILLIAMS, R. M. BOZORTH, Phys. Rev., **56**, 837 (1939).
195. I. M. PUZEI, Izv. Akad. Nauk. SSSR, 1088 (1957).
196. C. D. GRAHAM, J. Appl. Phys., **34**, 1341 (1963).
197. J. F. DILLON, H. E. EARL, J. Appl. Phys., **30**, 202 (1959).
198. T. OKAMURA, Y. KOJIMA, Phys. Rev., **86**, 1040 (1952).
199. G. P. RODRIQUE, H. MEYER, R. V. JONES, J. Appl. Phys., **31**, 376 S (1960).
200. U. ENZ, J. F. FAST, H. P. J. WIJN, J. Phys. Rad., **20**, 363 (1959).
201. R. PAUTHENET, G. RIMET, C.R. Acad. Sci. Paris, **249**, 1875 (1959).
202. J. W. LYNN, Phys. Rev., **B11**, 2624 (1975).
203. C. DOMB, F. F. SYKES, Phys. Rev., **128**, 168 (1962).
204. R. C. O'HANDLEY, C. P. CHOU, J. Appl. Phys., **49**, 1659 (1978).
205. E. SATO, J. Appl. Phys., **29**, 456 (1958).
206. G. A. ALERS, J. R. NEIGHBOURS, H. SATO, J. Phys. Chem. Sol., **13**, 40 (1960);
J. Appl. Phys., **30**, 231S (1959).
207. G. HAUSCH, Phys. Stat. Sol. (a), **15**, 501 (1973); **13**, 40 (1960).
208. E. P. WOHLFARTH, J. Phys. F: Metal. Phys., **6**, L59 (1970);
J. J. M. FRANSE, Physica, **86B**, 283 (1977);
M. SHIMIZU, ibid, 215 (1977).
209. B. GOLDING, M. BARMIATZ, Phys. Rev. Lett., **23**, 223 (1969).
210. P. LÜTHI, T. J. MORAN, R. J. POLLINA, J. Phys. Chem. Sol., **31**, 1741 (1970);
K. KAWASAKI, A. IKUSHIMA, Phys. Rev., **B1**, 3142 (1970).

211. W. P. MASON, Phys. Rev., 32, 715 (1951);
D. E. EASTMAN, Phys. Rev., 148, 530 (1966);
G. A. ALERS, J. R. NEIGHBOURS, H. SATO, J. Phys. Chem. Sol., 9, 21 (1958).
212. W. F. SCHLOSSER, Int. J. Magn., 2. 167 (1972); 4, 49 (1973); Phys. Stat. Sol (a), 17, 199 (973); J. Magn. Magn. Mat., 1, 102 (1975).
213. A. A. HIRSCH, G. GALETZKI, J. Magn. Magn. Mat., 13, 260 (1979).
214. E. DE LACHEISSERIE, J. Phys., 29, 1066 (1968).
215. J. A. J. LOURENS, R. E. VILJOEN, Physica, 32, 1177 (1966).
216. R. KIMURA, K. OHNO, Sci. Repts. Tohoku Univ., 23, 359 (1934).
217. G. D. GRAHAM, Phys. Rev., 112, 1117 (1958).
218. H. B. CALLEN, E. CALLEN, J. Phys. Chem. Sol., 27, 1271 (1966).
219. F. C. NIX, D. MacNAIR, Phys. Rev., 60, 597 (1941).
220. K. P. BELOV, R. Z. LEVITIN, S. A. NIKITIN, A. V. PEDKO, JETF, 40, 1562 (1961).
221. G. ALSTAD, S. LEGVOLD, J. Appl. Phys., 35, 1752 (1964).
222. R. M. BOZORTH, T. WAKIYAMA, J. Phys. Soc. Japan, 17, 1669 (1962); 18, 97 (1963).
223. A. del MORAL, M. S. BROOKS, J. Phys., C 7, 2540 (1974).
224. A. E. CLARK, R. ABBUNDI, O. McMASTERS, H. DE SAVAGE, Physica, 86–88 B+C, 73 (1977).
225. A. E. CLARK, R. ABBUNDI, W. GILLMOR, IEEE Trans. Magn., MAG-14, 542 (1978).
226. T. KATAYAMA, Sci. Rept. Res. Inst. Tohoku Univ., A3, 341 (1951).
227. L. BERGER, Phys. Rev., 138A, 1083 (1965).
228. I. A. CAMPBELL, Sol. State Commun., 10, 953 (1972).
229. A. ASHWORTH, D. SENGUPTA, G. SCHNAKENBERG, L. SHAPIRO, L. BERGER, Phys. Rev., 185, 792 (1969).
230. J. SMIT, Physica, 17, 612 (1951).
231. L. BERGER, Physica, 30, 1141 (1964).
232. L. BERGER, AIP Conf. Proc., 34, 355 (1976); Physica B91, 31 (1977).
233. W. D. CORNER, F. HUTCHINSON, Proc. Phys. Soc., 76, 781 (1960).
234. T. NAKAJIMA, H. TAKAKI, J. Phys. Soc. Japan., 19, 951 (1964).
235. E. FAWCETT, G. K. WHITE, J. Appl. Phys., 38, 1320 (1967).
236. J. M. STOELINGA, Teză, Universitatea Amsterdam, 1967.
237. S. OGAWA, S. WAKI, J. Phys. Soc. Japan, 22, 1514 (1967).
238. E. FAWCETT, D. B. McWHAN, R. C. SHERWOOD, M. P. SARACHIK, Solid State Commun., 6, 609 (1968).
239. E. P. WOHLFARTH, J. Phys. C., 2, 63 (1969).
240. N. D. LANG, H. EHRENREICH, Phys. Rev., 168, 605 (1968).
241. D. M. EDWARDS, E. P. WOHLFARTH, Proc. Roy. Soc., 303, 127 (1968).
242. K. P. BELOV, FMM, 2, 447 (1956).
243. W. F. SCHLOSSER, J. Magn. Magn. Mat., 1, 106, 293 (1976).
244. M. SHIGA, Solid State Commun., 10, 1233 (1972).
245. Y. KAKEHASHI, J. Phys. Soc. Japan., 49, 1790 (1980); 50, 792 (1981).
246. J. F. JANAK, A. R. WILLIAMS, Phys. Rev., B14, 4199 (1976).
247. T. MORIYA, K. USAMI, Solid State Commun., 34, 95 (1980).
248. Y. KAKEHASHI, J. Phys. Soc. Japan, 50, 2236 (1981).
249. B. S. CHANDRASEKHAR, E. FAWCETT, Adv. Phys., 20, 775 (1971).
250. E. FAWCETT, Phys. Rev., B2, 1604 (1970).
251. P. G. AVERBUCH, P. J. SEGRANSAN, Phys. Rev., B4, 2067 (1971).
252. E. W. COLLINGS, J. C. HO, Phys. Rev., B2, 2235 (1970); B4, 349 (1971).
253. M. O. STEINITZ et all., Phys. Rev., B5, 3675 (1972).
254. M. O. STEINITZ, Teză, Universitatea Nortwestern, 1970.
255. T. L. TAM, M. O. STEINITZ, E. FAWCETT, J. Phys. F: Metal. Phys, 2, L129 (1972).
256. S. HIROOKA, M. SHIMIZU, J. Phys. Soc. Japan, 43, 477 (1977).
257. W. J. DE HAAS, P. M. VAN ALPHEN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Univ. Leiden, 208d, 212d, (1930); 220d (1972).
258. P. R. ARON, J. Low Temp. Phys., 9, 67 (1972).
259. B. S. CHANDRASEKHAR, Phys. Lett., 6, 27 (1963).
260. B. A. GREEN, B. S. CHANDRASEKHAR, Phys. Rev. Lett., 11, 331 (1963).
261. J. E. THOMPSON, R. P. ARON, B. S. CHANDRASEKHAR, D. N. LANGENBERG, Phys. Rev., B4, 518 (1971).
262. A. J. SLAVIN, Phil. Mag., 27, 65 (1973).
263. A. CIŞMAN şi colab., *Frecarea internă în materiale solicitate*, Editura Academiei RSR, 1971.
264. W. DÖRING, Ann. Phys., 32, 465 (1939).
265. B. S. BERRY, W. C. PRITCHET, J. Appl. Phys., 47, 3295 (1976).
266. G. HAUSH, H. WARLIMONT, Phys. Lett., 41A, 437 (1972).

267. H. MASUMOTO, H. SATO, T. KOBAYASHI, Trans. Japan Inst. Metals, 4, 114 (1963).
268. H. MASUMOTO, T. KOBAYASHI, Trans. Japan Inst. Metals 6, 113 (1965);
S. I. KATAEV, Z. D. SIROTA, JETF, 11, 747 (1960).
269. Y. TANJI, J. Japan, Inst. Met., 35, 1 (1971).
I. N. BOGACHEV, V. F. EGOLAEV, T. L. FROLOVA, FMM, 29, 358 (1970).
I. N. BOGACHEV, V. F. EGOLAEV, R. A. PATEKHIN, DANSSSR, 12, 377 (1967).
270. W. KÖSTER, Z. Metallk, 35, 194 (1943);
A. J. GOLDMAN, W. D. ROBERTSON, Acta. Met., 12, 1265 (1964);
T. MAEDA, J. Phys. Soc. Japan, 30, 373 (1971);
E. P. WOHLFARTH, Phys. Stat. Sol. (a), 10, K39 (1972);
E. J. HAYES, A. P. MIODOWNIK, Phys. Stat. Sol. (a), 10, K43 (1972).
271. G. P. LEAMY, R. G. WHEELER, Phys. Rev., B1, 4409 (1970).
272. A. P. LEVANYUK, JETF, 22, 901 (1966).
273. P. L. YOUNG, A. BIENENSTOCK, J. Phys. Chem. Solids, 31, 1741 (1970).
274. M. E. LINES, Solid, State Commun., 22, 75 (1977).
275. P. K. BALTZER, Phys. Rev., 108, 580 (1957).
276. H. FUJIWARA, T. TOKUNAGA, H. TANGE, M. SATO, J. Phys. Soc. Japan, 43, 1554 (1977).
277. T. TOKUNAGA, H. FUJIWARA, J. Phys. Soc. Japan, 45, 1232 (1978).
278. W. JANOWSKY, Zeit. Tech. Physik, 11, 466 (1933).
279. R. M. BOZORTH, Phys.Rev., 70, 923 (1946).
280. L. F. BATES, *Modern Magnetism*, Cambridge, Cambridge Press, 1961, p. 444.
281. S. VOLAYOS, Zeit. Physik, 110, 340 (1940).
282. M. KERSTEN, Zeit. Physik, 71, 553 (1931); Zeit. Tech. Phys., 12, 665 (1931).
283. P. S. SANCHEZ, IEEE Trans. Magn., MAG-15, 1154 (1979).
284. F. PREISACH, Phys. Zeit., 33, 913 (1932).
285. H. LITTMAN, Ann. Physik, 27, 186 (1930).
286. L. W. McKEEHAN, P. P. CIOFFI, Phys. Rev., 28, 146 (1926).
287. B. D. CULLITY, O. P. PURI, Trans. Met. Soc., AIME, 227, 359 (1963).
288. M. E. KURUZAR, B. D. CULLITY, Int. J. Magn., 1, 323 (1971).
289. J. E. GOLDMAN, Phys. Rev., 72, 529 (1947).
290. K. OHTA, Japan J. Appl. Phys., 3, 576 (1964).
291. J. GREENOUGH, E. W. LEE, Cryogenics, 7, 79 (1967).
292. R. D. GREENOUGH, C. UNDERHILL, J. Phys. E: Sci. Instr., 9, 451 (1976).
293. S. DROSDZIAK, K. WESSEL, IEEE Trans. Magn., MAG-9, 56 (1973).
294. A. B. SMITH, R. V. JONES, J. Appl. Phys., 34, 1283 (1963).
295. G. A. PETRAKOVSKI, YU. N. KOTYUKOV, Sov. Phys., Solid State., 7, 1892 (1966).
296. G. K. WHITE, Cryogenics, 1, 151 (1961).
297. A. J. SLAVIN, Cryogenics, 12, 121 (1972).
298. V. M. MUDALOV, M. K. KHAIKUR, Cryogenics, 9, 128 (1969).
299. W. D. CORNER, G. H. HUNT, J. Sci. Instr., 31, 445 (1954).
300. R. VAUTIER, T. DE LACHEISSERIE, Rev. Phys. Appl., 1, 37 (1966).
301. R. R. BIRSS, G. J. KEELER, P. PEARSON, R. J. POTTON, J. Phys. E: Sci. Instr., 11, 928 (1978).
302. N. GOLDBERG, W. McKANN, J. Appl. Phys., 3, 1026 (1964).
303. B. BARBARA, J. P. GIRAUD, J. LAFOREST, R. LEMAIRE, E. SIAUD, J. SCHWEIZER, Physica, 86—88—B, 155 (1977).
304. V. YA. PINES, N. M. GUMEN, Sov. Phys. Solid. State, 5, 2557 (1964).
305. F. J. BARNELL, Phys. Rev., 132, 128 (1963).
306. R. GERSDORF, Physica, 26, 553 (1960); 27, 381 (1961);
R. GERSDORF, Teză, Universitatea Amsterdam, 1961.
307. G. RADELOFF, Zeit. Angew. Phys., 17, 247 (1964).
308. R. M. BOZORTH, R. W. HAMMING, Phys. Rev., 89, 865 (1953).
309. E. TATSUMOTO, T. OKAMOTO, Y. KADENA, J. Phys. Soc. Japan, 20, 1534 (1965).
310. J. J. M. FRANSE, M. STOLJS, Phys. Lett., A32, 316 (1970).
311. N. TSUKIJI, Y. TAKAHASHI, H. FUJIWARA, E. TATSUMOTO, J. Phys. Soc. Japan, 25, 1188 (1968).
312. A. HUBERT, W. UNGER, J. KRANZ, Zeit. Angew. Phys., 224, 148 (1969).
313. J. J. RHYNE, S. LEGVOLD, Phys., Rev., 138, A507 (1965).
314. L. R. BICKFORD, J. PAPPIS, J. L. STULL, Phys. Rev., 99, 1210 (1955).
315. YU. N. KOTYUKOV, Sov. Phys. Solid State, 9, 899 (1967).
316. A. B. SMITH, R. V. JONES, J. Appl. Phys., 37, 1001 (1966).
317. G. F. DIONNE, J. Appl. Phys., 41, 831 (1970).
318. D. E. EASTMAN, M. W. SHAFER, J. Appl. Phys., 38, 4761 (1967).
319. S. IIDA,, J. Phys. Soc. Japan, 22, 1201 (1967).

320. E. R. CALLEN, A. E. CLARK, B. F. DE SAVAGE, W. COLEMAN, H. B. CALLEN, Phys. Rev., **130**, 1735 (1963); J. Appl. Phys., **34**, 1296 (1963).
321. A. E. CLARK, J. J. RHYNE, E. R. CALLEN, J. Appl. Phys., **39**, 573 (1968).
322. A. E. CLARK, B. DE SAVAGE, R. BOZORTH, Phys. Rev., **138**, A216 (1965).
323. A. E. CLARK, H. BELSON, Phys. Rev., **B5**, 3642 (1972).
324. A. E. CLARK, J. CULLEN, O. McMASTERS, E. CALLEN, AIP Conf. Proc., **29**, 102 (1976).
325. J. CULLEN, A. CLARK, Phys. Rev., **B15**, 4510 (1977).
326. A. CLARK, AIP Conf. Proc., **18**, 1015 (1974).
327. C. WILLIAMS, N. KOON, Phys. Rev., **B11**, 4360 (1975).
328. J. R. CULLEN, S. RINALDI, G. V. BLESSING, J. Appl. Phys., **39**, 1960 (1978).
329. D. GIVORD, E. DE LACHEISSERIE, IEEE Trans. Magn., **MAG. 12**, 31 (1970).
330. A. DEL MORAL, D. MELVILLE, J. Phys. F: Metal. Phys., **5**, 1767 (1975).
331. E. W. LEE, F. PURARIAN, Phys. Stat. Sol. (a), **33**, 483 (1976).
332. R. MINAKATA, M. SHIGA, Y. NAKAMURA, J. Phys. Soc. Japan, **41**, 1435 (1976).
333. J. J. GILMAN, Phys. Today, **28**, 46 (1975).
P. DUWEZ, Ann. Rev. Mater. Sci., **6**, 83 (1976).
334. T. EGAMI, P. J. FLANDERS, C. D. GRAHAM, Appl. Phys. Lett., **26**, 128 (1975).
335. T. EGAMI, P. J. FLANDERS, C. D. GRAHAM, AIP Conf. Proc. **24**, 697 (1975).
336. R. C. O'HANDLEY, L. Y. MENDELSHON, R. HASEGAWA, R. RAY, S. KAVESH, J. Appl. Phys., **47**, 4660 (1970).
337. F. E. LUBORSKY, *Amorphous Magnetism*, II, Ed. R. LEVY, R. HASEGAWA, Plenum Press, New York, 1977, p. 345.
338. N. TSUYA, K. I. ARAI, Y. SHIRAGA, T. MASUMOTO, Phys. Lett., **51A** 121 (1975).
339. N. TSUYA, K. I. ARAI, Y. SHIRAGA, M. YAMADA, T. MASUMOTO, Phys. Stat. Sol. (a), **21**, 557 (1975).
340. J. H. STOELINGA, R. GERSDORF, G. DE VRIE, Physica, **21**, 349 (1965).
341. H. FUJIMORI, K. I. ARAI, H. SHIRANE, H. SAITO, T. MASUMOTO, N. TSUYA, Japan J. Appl. Phys., **15**, 706 (1976).
342. T. JAGIELINSKI, K. I. ARAI, N. TSUYA, S. OHNUMA, T. MASUMOTO, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1553 (1976).
343. E. P. WOHLFARTH, IEEE Trans. Magn. **MAG-11**, 1638 (1975).
Y. NAKAMURA, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 278 (1976).
344. K. FUKAMICHI, M. KIKUCHI, W. ARAKAWA, T. MASUMOTO, Sol. State Commun. **23**, 955 (1977).
345. R. HASEGAWA, R. RAY, citat in [204].
346. K. FUKAMICHI, M. KIKUCHI, T. MASUMOTO, Sci. Rep. RITU, **26**, 225 (1977).
347. H. A. BROOKS, J. Appl. Phys., **47**, 354 (1975).
348. R. C. O'HANDLEY, Phys. Rev., **B18**, 930 (1978).
349. R. C. SHERWOOD, E. M. GYORGY, H. S. CHEN, S. D. FERRIS, G. NORMAN, H. J. LEAMY, AIP Conf. Proc., **24**, 745 (1975).
350. R. C. O'HANDLEY, Solid State Commun, **21**, 1119 (1977).
351. R. C. O'HANDLEY, in *Amorphous Magnetism*, II, Ed. R. LEVY, R. HASEGAWA Plenum Press, 1977, p. 379.
352. M. KIKUCHI, H. FUJIMORI, Y. OBI, T. MASUMOTO, Japan J. Appl. Phys., **14**, 1077 (1975);
R. C. O'HANDLEY, L. I. MENDELSOHN, E. A. NESBITT, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 942 (1976);
K. I. ARAI, N. TSUYA, M. YAMADA, T. MASUMOTO, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 939 (1970);
H. FUJIMORI, M. KIKUCHI, Y. OBI, T. MASUMOTO, Sci. Rep. RITU, **26**, 36 (1976).
353. C. P. CHOU, Phys. Rev. Lett., **37**, 1004 (1976).
354. C. P. CHOU, R. C. O'HANDLEY, citat in [204].
355. B. S. BERRY, W. C. PRITCHET, Phys. Rev. Lett., **34**, 1022 (1975).
356. K. I. ARAI, N. TSUYA, M. YAMADA, T. MASUMOTO, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**. 936 (1970).
357. N. TSUYA, K. I. ARAI, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1547 (1977).
358. B. S. BERRY, citat in [204].

XIII. | DOMENII MAGNETICE

XIII.1. Introducere

Am evidenţiat în paragraful VII.4 că în justificarea modelului cîmpului molecular, Weiss admite că proba feromagnetică este constituită dintr-un număr de regiuni mici numite *domenii magnetice*, magnetizarea locală a fiecărui domeniu fiind saturată. Direcţiile magnetizărilor diferitelor domenii nu sînt însă paralele. Creşterea magnetizării probei sub acţiunea cîmpului extern, în ipoteza de mai sus, poate să aibă loc prin două procese independente [1]. Astfel, aceasta se face prin creşterea volumului domeniilor, la care magnetizarea este orientată după direcţia de acţiune a cîmpului extern şi respectiv prin rotaţia direcţiilor magnetizării spre cea a cîmpului extern.

Renunţînd la o serie de pretenţii de rigurozitate matematică şi făcînd apel la informaţiile experimentale au fost imaginate *metode fenomenologice* de rezolvare a problemei şi anume *teoria standard a domeniilor* [2—5] şi respectiv *teoria micromagnetică* [6, 7].

Teoria standard admite prezenţa domeniilor ca un fapt experimental, deci existenţa acestora se postulează. Se pleacă deci, de la două domenii adiacente şi se examinează *peretele* ce le desparte. Ca rezultat al minimizării energiei libere a peretelui, în condiţiile presupuse, se obţine o relaţie pentru densitatea de energie a peretelui ϵ'_p şi respectiv grosimea δ_p a acestuia. Odată stabilite aceste relaţii, se analizează structura de domenii la o „scară" mai mare, pereţii între domenii fiind trataţi ca suprafeţe caracterizate printr-o densitate de energie ϵ'_p. În aceste calcule se minimizează energia magnetostatică, păstrînd magnetizarea tangentă la suprafaţa externă a probei şi respectiv componenta normală constantă în lungul pereţilor între domenii. Se minimizează apoi suma energiilor domeniilor, a pereţilor cît şi energia magnetostatică reziduală ce nu a putut fi evitată. Ca urmare a acestor calcule rezultă o anumită aranjare ce corespunde la o energie minimă. Energia liberă astfel calculată se compară cu cea a unei probe similare, uniform magnetizate.

Menţionăm două limitări ale metodei. Existenţa unei configuraţii de domenii, nu implică neaparat că aceasta corespunde la o energie minimă. Pe de altă parte construcţia unei anumite configuraţii particulare depinde de ingeniozitatea cercetătorului. Ca atare, nu este întotdeauna sigur că vom obţine o structură de domenii avînd energia cea mai scăzută.

În cadrul *teoriei micromagnetice* modificarea magnetizării eşantionului, odată cu creşterea intensităţii cîmpului extern este descrisă prin modificarea direcţiei magnetizării în fiecare punct şi nu prin creşterea domeniului sau rotaţia magnetizării, ca în modelul precedent. În cazul cînd există domenii magnetice şi respectiv pereţi de domenii, aceştia pot rezulta

în mod natural din acest model. Aceste situații pot fi descrise prin regiuni în care variația spațială a direcției magnetizării se face foarte lent și respectiv foarte rapid. Pe baza observațiilor experimentale [8—10], teoria micromagnetică admite ca adevărate următoarele ipoteze:

a) vectorul magnetizare **M** are o *mărime constantă* peste tot în eșantion

$$|\mathbf{M}| = \text{constant}; \tag{XIII.1.1}$$

(b) acesta este o funcție *continuă* de poziție (**r**) și, depinzînd de condițiile externe, de timpul (t)

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t); \tag{XIII.1.2}$$

(c) *energia liberă* a unui eșantion feromagnetic *nedeformabil* poate fi scrisă [11]

$$\epsilon = \int_v \epsilon'(\mathbf{r})\, d^3\mathbf{r}. \tag{XIII.1.3}$$

Am notat prin:

$$\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon'(\mu_0 M^2) + \epsilon'_{sch}(\mathbf{r}) + \epsilon'_a(\mathbf{r}) + \epsilon'_{dd}(\mathbf{r}) + \epsilon'_M(\mathbf{r}) \tag{XIII.1.4}$$

densitatea de energie liberă.

Termenul $\epsilon'(M^2)$ include energia magnetostatică și depinde numai de pătratul magnetizării $\epsilon' = (1/2)B_i M$ cu $B_i = \mu_0 M$. Conform ipotezei (XIII.1.1), M este o mărime constantă. De obicei, acest termen este ignorat, întrucît energia liberă este definită pînă la o constantă.

Termenul $\epsilon'_{sch}(\mathbf{r})$ reprezintă densitatea energiei de schimb. Aceasta poate fi exprimată generalizînd hamiltonianul Heisenberg (VII.1.1) și anume [12]

$$\epsilon'_{sch}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta} \mathcal{J}_{\alpha,\beta} \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial x_\alpha} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial x_\beta}. \tag{XIII.1.5}$$

Mărimea $\mathcal{J}_{\alpha,\beta}$ este un tensor de ordinul doi care are aceleași proprietăți de simetrie ca și rețeaua feromagnetică.

Termenul $\epsilon'_a(\mathbf{r})$ reprezintă densitatea energiei de anizotropie Aceasta poate fi exprimată în funcție de simetria rețelei cristaline a probei (capitolul XII). Termenul $\epsilon'_{dd}(\mathbf{r})$ reprezintă densitatea de energie datorită interacțiilor dipol-dipol. Se poate arăta [13] că, indiferent de procedura de trecere de la rețeaua feromagnetică discretă la aproximația continuului (b), acest termen poate fi scris formal astfel

$$\epsilon'_{dd}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2}\mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r})\, \mathbf{H}_{dd}(\mathbf{r}), \tag{XIII.1.6}$$

unde $\mathbf{H}_{dd}(\mathbf{r})$ este cîmpul de demagnetizare creat de o distribuție reală a dipolilor magnetici.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prezența unui cîmp extern **H** induce o densitate de energie liberă (rel. (I.6.25)):

$$\epsilon'_H(\mathbf{r}) = -\mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r})\mathbf{H}. \qquad \text{(XIII.1.7)}$$

În cazul în care cîmpul magnetic extern **H** este *constant în timp*, densitatea spațială a magnetizării eșantionului este invariantă în timp. Avem de-a face cu o *problemă statică* a direcției magnetizării. În cazul în care $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$, atunci magnetizarea este o funcție de timp $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ și problema de rezolvat este una *dinamică*.

Plecînd de la aceste condiții, un procedeu variațional conduce la ecuațiile

$$\mathbf{M}_r \times \left[2\mathfrak{J}_{\alpha_\beta 3} \delta^2 \nabla^2 \mathbf{M}_r - \frac{\partial \epsilon_a(\mathbf{M}_r)}{\partial \mathbf{M}_r} + M(\mathbf{B} + \mathbf{B}_i) \right] = 0, \qquad \text{(XIII.1.8)}$$

cu condițiile la graniță

$$\mathbf{M}_r \times \frac{\partial \mathbf{M}_r}{\partial n} = 0. \qquad \text{(XIII.1.9)}$$

Am notat prin $\mathbf{M}_r = \mathbf{M}(\mathbf{r})/|\mathbf{M}|$ iar $\partial/\partial n$ reprezintă derivata în lungul normalei la suprafața cristalului.

Relațiile de mai sus sînt adesea denumite *ecuațiile Brown*.

Atît în cazul static cît și dinamic, distribuția spațială a magnetizării se obține rezolvînd o *problemă variațională* pentru energia liberă (XIII.1.4). Direcția magnetizării este determinată de soluția extremă compatibilă cu condițiile externe, pentru $\mathbf{M}_r^2 = 1$.

Să analizăm unele limitări ale modelului [7]:

(A) Ca urmare a neliniarității, ecuațiile Brown conduc la mai multe soluții. Fiecare soluție $\mathbf{M}_{r_i}$ reprezintă o stare posibilă a magnetizării. Pentru a determina starea reală este nevoie de anumite informații suplimentare.

(B) Chiar dacă starea magnetizării este cunoscută, pentru un cîmp particular **B**, adesea este imposibil de a urma distribuția magnetizării, la modificarea lui **B**. Soluțiile ecuației (XIII.1.8) pot fi considerate ca puncte în funcția spațială $\mathbf{M}_r$. Dacă se modifică cîmpul de inducție extern **B**, fiecare din soluțiile $\mathbf{M}_r$ descrie o curbă în acest spațiu. Aceste curbe vor exista numai pentru anumite valori $\mathbf{B}_i$ dat fiind condițiile impuse de stabilitate; $\mathbf{B}_i$ diferă pentru valori $\mathbf{M}_r$ distincte. Să considerăm situația cînd magnetizarea este descrisă de $\mathbf{M}_{r_0}$. La modificarea cîmpului **B** este posibil a avea modul de distribuție a magnetizării, urmînd curba $\mathbf{M}_{r_0}(\mathbf{B})$, la care aparține această stare cu condiția ca **B** să rămînă în domeniul de existență a lui $\mathbf{M}_{r_0}$. Dacă **B** se apropie de o valoare limită $\mathbf{B}_l$, magnetizarea se va modifica în mod discontinuu, corespunzător la o stare ce este descrisă printr-o altă soluție permisă. Aceasta ar corespunde cu salturile observate în curba de magnetizare — efect Barkhausen. În cazul cînd există mai mult decît o stare stabilă la echilibru, pentru $\mathbf{B}_l$, va fi imposibil de a găsi starea finală fără a studia dinamica tranziției.

Ecuațiile (XIII.1.8) nu sînt liniare și ca atare pot fi integrate numai numeric. Totuși, în domeniul cîmpurilor intense, acestea pot fi liniari-

zate. Determinarea soluției cît și verificarea stabilității acesteia poate fi obținută numai prin calcule complicate. O excepție o constituie cazul unui *elipsoid ideal*, în cîmp extern uniform. În acest caz, ecuațiile Brown admit soluții ce descriu o magnetizare uniformă. Stabilitatea acestor soluții poate fi determinată analitic.

Metoda nu poate fi folosită la rezolvarea *globală* a problemei direcției magnetizării. Dificultățile matematice sînt atît de mari, ca urmare a faptului că problema variațională este *neliniară*, din cauza lui ϵ'_{sch} și ϵ'_{aa}, ce conduc la o ecuație *integro-diferențială* extrem de complexă, încît nu pot fi mînuite nici măcar cu cele mai moderne și mai rapide calculatoare electronice [14, 15]. Procedura variațională *poate* fi folosită la rezolvarea unor probleme mai simple (pereți izolați, structuri vărgate-stripe, structura fină a direcției magnetizării—ripple).

(C) Pentru rezolvarea problemei globale, teoria micromagnetică a fost nevoită să cedeze încă un pas din rigoare și să folosească în și mai mare măsură informațiile experimentale. Acest pas constă în adoptarea unei ipoteze mai flexibile.

În acest context se presupune o *dependență parametrică* a direcției magnetizării de poziție. În acest caz, problema variațională se transformă într-o problemă de *minimizare* Rayleigh-Ritz a energiei libere. Trebuie să revenim însă asupra unei carențe principiale importante, care apropie teoria micromagnetică bazată pe această ipoteză de teoria domeniilor și anume soluția pe care o obținem este doar o *soluție plauzibilă*. Nu putem fi siguri că forma parametrică presupusă corespunde *adevăratei structuri* a direcției magnetizării. Dezvoltările ulterioare pot completa tabloul obținut la un moment dat.

Într-adevăr, această procedură constă în a imagina mai multe structuri parametrice plauzibile, în a calcula valorile parametrilor ce realizează minimul energiei libere a fiecărei structuri și în a compara între ele aceste minime pentru a decide care este cel mai favorabil energetic. Nu putem însă avea pretenția că am epuizat *toate* structurile posibile. Obținerea de noi informații experimentale sau ingeniozitatea cercetătorului pot conduce la imaginarea unor noi configurații de echilibru, mai favorabile însă energetic. Aceasta de altfel a și fost calea istorică a dezvoltării cunoașterii direcției magnetizării în materiale feromagnetice. De exemplu menționăm cazul domeniilor vărgate (stripe), imaginate de Käczer și colab. [16] la 17 ani după apariția primului articol al lui Kittel [17].

Procedeul descris mai sus regăsește, ca un caz limită, rezultatele prezise de teoria domeniilor. Procedeul de trecere la limită nu este însă direct, deoarece teoria domeniilor presupune încă o simplificare severă. Observînd că tabloul direcției magnetizării furnizat de experiență constă din domenii largi magnetizate aproximativ uniform, separate de regiuni de tranziție înguste (pereți), se face de la bun început separarea în pereți și domenii. Pereții sînt analizați conform procedurii micromagnetice, după care sînt înlocuiți prin suprafețe de discontinuitate prevăzute cu o anumită energie superficială ϵ'_p. Aceste suprafețe separă domeniile, presupuse a fi magnetizate uniform și în care direcția magnetizărilor diferă. Lărgimea acestor regiuni este determinată atunci de condiția de minim a energiei (XIII.1.4), care este suplimentată prin termenul ϵ'_p.

În cadrul acestui capitol vom analiza pentru început, pereții interdomenici. După definirea peretelui, prezentăm o clasificare a pereților interdomenici cît și o sinteză a metodelor de calcul al acestora folosite

mînă în prezent: metoda Néel, metode de tip Ritz, metode ce generează structura peretelui pe calculator, pe parcursul procesului de minimizare a energiei şi metode ce descriu structura peretelui prin rezolvarea ecuaţiilor variaţionale de echilibru pentru direcţia magnetizării. Discutăm tipurile reprezentative de pereţi interdomenici atît în materiale masive cît şi în păturí subţiri. După analiza pereţilor interdomenici se prezintă problema domeniilor magnetice; energia magnetostatică, structura de domenii în materiale masive şi păturí subţiri feromagnetice şi domenii în materiale antiferomagnetice şi amorfe. În final se descriu metodele experimentale de studiu ale structurilor de domeniu.

XIII.2. Pereţi interdomenici

XIII.2.1. Probleme generale. Clasificare

Prin noţiunea de *perete interdomenică* se înţelege porţiunea ce cuprinde straturile atomice care separă domeniile magnetizate în diferite direcţii. La scară atomică nu poate avea loc o tranziţie bruscă de la o direcţie a magnetizării la alta deoarece o asemenea tranziţie ar implica o contribuţie mare a energiei de schimb. Schimbarea direcţiei magnetizării, de la un domeniu la altul se face în mod gradat, pe un număr oarecare de plane de spini (fig. XIII.1). Astfel peretele interdomenic are o lărgime

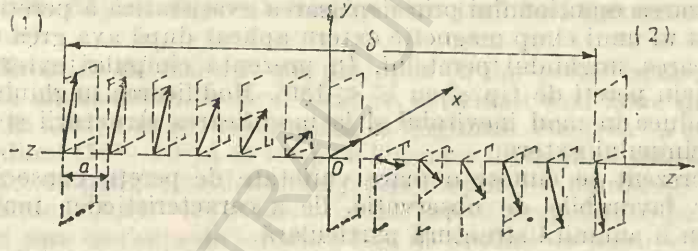


Fig. XIII.1. — Rotaţia momentelor magnetice într-un perete de domeniu de tip Bloch.

finită, care de regulă este mai mică decît lărgimea domeniilor adiacente. Datorită faptului că în perete magnetizarea se roteşte în mod gradat, este foarte greu de dat (din punct de vedere teoretic cît şi experimental), o definiţie riguroasă a lărgimii peretelui interdomenic. În practică se introduc lărgimi efective. O mărime care poate fi determinată în mod precis este *unghiul peretelui* φ, definit drept unghiul făcut de magnetizările domeniilor adiacente, măsurate în centrele domeniilor respective.

Modul specific în care se roteşte magnetizarea în perete reflectă *structura peretelui*. Lărgimea şi respectiv unghiul peretelui constituie condiţiile la margine care condiţionează această structură.

Pereţii interdomenici observaţi în materiale masive sau în păturile subţiri prezintă o mare diversitate de structuri, în stabilirea cărora alături de competiţia între interacţiile de schimb, de energia de anizotropie şi magnetostatică contribuie şi anumiţi factori specifici [18].

O primă clasă de factori sînt *parametrii de material*. În această categorie vom include *constantele de material* (constanta de schimb, constantele de anizotropie, magnetizarea la saturație). Valorile acestor parametrii sînt cele care determină, în esență, într-un perete dat, ponderile contribuțiilor la energia liberă ce provin de la energia de schimb, de anizotropie și respectiv cîmpul magnetostatic parazit. *Distribuția spațială a cîmpului de anizotropie*, determinată de anizotropia magnetocristalină, de tensiuni sau în cazul păturilor subțiri de tehnologia de depunere a acestora constituie un alt parametru de material. În absența cîmpului extern, magnetizările domeniilor sînt orientate în lungul axelor de ușoară magnetizare. Prin urmare, cîmpul de anizotropie este cel care determină, în acest caz, unghiul peretelui.

A doua clasă de factori ce contribuie la stabilirea caracteristicilor pereților este cea a parametrilor de *natură geometrică*. În cazul unei pături subțiri, spre exemplu, parametrul în cauză este grosimea păturii subțiri.

În categoria *parametrilor externi* sînt incluse cîmpurile *magnetice externe*. În cele ce urmează vom considera numai cîmpuri statice. Este interesant de notat că nu orice cîmp static conduce la o structură de domenii stabilă, ci numai un cîmp aplicat de-a lungul axei grele de magnetizare. Într-un eșantion ce are o simetrie uniaxială, există două sensuri energetic echivalente ale magnetizării de-a lungul cărora se orientează magnetizările a două domenii adiacente. Un cîmp extern H induce însă în sistem o anizotropie unidirecțională: M paralel cu H, corespunde unei energii ϵ_H minime (relația (XIII.1.4)), în timp ce M antiparalel cu H corespunde unei energii ϵ_H maxime. Astfel un cîmp static de-a lungul axei ușoare produce remagnetizarea eșantionului prin deplasarea cvasistatică a pereților. Efectul imediat al unui cîmp magnetic extern aplicat după axa grea va consta în modificarea unghiului peretelui. În prezența cîmpului extern, pereții de 180° devin pereți de tip φ° cu $\varphi^\circ < 180°$. Modificarea unghiului peretelui va conduce în mod inevitabil și la modificarea structurii acestuia, în prezența cîmpului extern.

În prezent se cunosc o mare varietate de pereți, consecință fie a condițiilor favorabile de observație, fie a caracteristicilor materialului, care impun o anumită structură particulară.

Cei mai cunoscuți sînt *pereții Bloch*, denumiți astfel după Bloch [19] care a analizat primul natura tranziției dintre domenii. Acestea au fost studiate ulterior de Landau și Lifshitz [2], Lifshitz [20], Néel [4], Herring [21] precum și de alții. Problema avută în vedere este cea a determinării orientării momentelor, în configurația de echilibru, în planele atomice ce constituie peretele.

Într-o pătură foarte subțire (de ordinul sutelor de Å în aliaje fier-nichel), rotația momentelor se face de preferință în planul păturii pentru a nu antrena prezența unei energii magnetostatice importante (ținînd cont de raportul între suprafață și volum). În acest caz avem *pereți de tip Néel* [22]. În pături mai groase pot fi observați *pereți cu legături transversale* [23]. În substanțe cu anizotropie ridicată putem avea *pereți înguști* în care rotația spinilor se face numai după cîteva plane atomice [24]. În anumite ferite de cobalt se cunosc pereți foarte largi, denumiți *pereți $k\pi$*, legați de o energie importantă a suprastructurii [25].

Pereții interdomenici pot fi *clasificați* în pereți încărcați și pereți neîncărcați; pereți unipolari și pereți cu structură fină și respectiv pereți simpli și pereți dubli [18].

Să notăm prin M_1 și M_2 magnetizările domeniilor adiacente iar n este normala la planul peretelui. Un perete care satisface relația $(M_1 - M_2)\, n = 0$ se numește *perete interdomenic neîncărcat* și reprezintă tipul natural de perete interdomenic. Există însă situații [26—28] cînd ecuația de mai sus nu este satisfăcută. Atunci peretele conține un cîmp magnetostatic parazit care-i crește energia. Cu toată această creștere de energie, datorită restricțiilor prezente în eșantion, peretele poate fi împiedicat să se alinieze într-o direcție în care să se anuleze această energie magnetostatică suplimentară. În acest caz, peretele interdomenic se numește *încărcat*.

Un alt criteriu de clasificare îl constituie *polaritatea* pereților. Pentru un perete Bloch ideal sau un perete Néel ideal sensul de rotație al magnetizării, transversal la perete, este același pe toată lungimea lui, deci peretele are aceeași polaritate. În acest caz peretele se numește *unipolar*. În cazul pereților reali, atît în eșantioane masive [29—31] cît și în pături subțiri [32—37], se constată că pereții Bloch de 180° și pereții Néel de 180° sînt compuși de regulă din mai multe segmente, de lungimi mult mai mari decît lărgimea lor, ale căror polarități diferă de la un segment la altul. Două segmente diferite sînt unite printr-o *joncțiune* [34] sau *linie* [38—41] regiunea în care se produce o modificare rapidă a polarității peretelui. Apariția joncțiunilor pare să contribuie la minimizarea energiei totale magnetostatice a peretelui [42, 43]. În funcție de parametrul de material, în anumite intervale de grosimi, densitatea joncțiunilor poate crește mult astfel încît distanța dintre acestea poate fi comparabilă cu lărgimea peretelui. În acest caz vom spune că *peretele de 180° prezintă o structură fină*. În pături subțiri au fost observați atît pereți Bloch cu structură fină [36, 37] cît și pereți Néel cu structură fină (perete cu legături transversale).

În discuțiile de mai sus am presupus că doi pereți consecutivi sînt separați de un domeniu, a cărui lărgime, este mult mai mare decît cea a peretelui. În acest context menționăm că lărgimea „efectivă" a unui perete este de ordinul $(10^2 - 10^3)$Å în timp ce lărgimea domeniilor este de ordinul 10^5Å. Astfel de pereți sînt denumiți *pereți simpli*. Un număr de observații experimentale [8,9,44—47] evidențiază că pereții unipolari se pot grupa în perechi, în care distanța de separare este de ordinul de mărime al grosimii fiecăruia din cei doi pereți. Astfel de pereți sînt denumiți *pereți interdomenici dubli*.

Într-un eșantion au loc, pe distanțe macroscopice, interacții magnetostatice puternice. Ca atare direcția magnetizării într-un perete interdomenic este determinată de ansamblul interacțiilor din probă. Rezolvarea în mod exact a problemei direcției magnetizării în pereți este imposibilă și ca atare problema se soluționează folosind anumite aproximații. Cea mai des utilizată aproximație constă în considerarea unui perete *interdomenic izolat* [2,]. În acest caz, în studiul peretelui se face abstracție de restul probei. Condițiile de margine impuse de restul eșantionului constau în precizarea unghiului peretelui, a lărgimii acestuia și a direcțiilor magnetizării în interiorul domeniilor adiacente. Pe fețele probei trebuie satisfăcută condiția $\partial M_r / \partial n = 0$. O altă aproximație, presupune o succesiune periodică de domenii și pereți [48]. Distribuția magnetizării se obține prin *minimizarea* energiei acestei configurații. În analiză, în plus față de situația precedentă, este necesar a fi luați în considerare anumiți parametri ca lărgimea domeniilor precum și numărul de domenii.

XIII.2.2 Dimensionalitatea modelelor de pereți interdomenici

Înainte de a analiza structura pereților interdomenici vom discuta dimensionalitatea acestora. Spre exemplu, în aproximația păturii subțiri, modelele de pereți Bloch, Néel sau intermediari vor fi unidimensionale. Toate aceste modele prezic o rotație a magnetizării simetrice față de centrul peretelui. Această structură nu este însă realistă în anumite domenii de grosime. Să analizăm mai în detaliu această problemă.

În cazul pereților unipolari se admite că direcția magnetizării nu se modifică de-a lungul peretelui ci numai transversal la acesta. Analog, în cazul modelelor cu structură fină se presupune o variație periodică a direcției magnetizării de-a lungul peretelui și o rotație aperiodică de-a curmezișul lui, însă acestea admit că de-a curmezișul păturii direcția magnetizării este riguros aceeași. În acord cu ipoteza fundamentală a teoriei micromagnetice (XIII.1.1) care admite că vectorul magnetizare este constant, peste tot, în material, avem

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \mathbf{M}_r(\mathbf{r}) \quad (\text{cu } \mathbf{M}_r^2 = 1). \tag{XIII.2.1}$$

Conform cu relația (XIII.2.1) în material se modifică numai direcția lui $\mathbf{M}$, nu însă și mărimea magnetizării. La suprafața materialului ordonat magnetic este satisfăcută condiția de trecere [51,18]

$$\mathbf{M}_r \times (\partial \mathbf{M}_r / \partial n) = 0, \tag{XIII.2.2}$$

unde n este coordonata normală la suprafață.

Ținînd seama de relația (XIII.2.1), se obține

$$\mathbf{M}_r (\partial \mathbf{M}_r / \partial n) = 0. \tag{XIII.2.3}$$

Relațiile (XIII.2.3) și (XIII.2.2) conduc la următoarea condiție, pentru suprafețele libere

$$\partial \mathbf{M}_r / \partial n = 0 \tag{XIII.2.4}$$

În cazul *păturilor subțiri*, suprafețele libere sînt cele două fețe ale păturii iar n este normala la pătură. Pentru pături subțiri se presupune că relația (XII.2.4) este îndeplinită de-a curmezișul acesteia; presupunere ce constituie *aproximația păturii subțiri*. În această aproximație modelele de pereți Bloch, Néel sau pereți intermediari vor fi unidimensionale. Aceste modele prezic o rotație a magnetizării simetrică față de centrul peretelui. Aproximația păturii subțiri este valabilă numai dacă efectul cumulat al interacțiilor dipol-dipol nu depășește pe cel al interacțiilor de schimb. Aceasta se realizează pentru grosimi ale păturii subțiri, mai mici ca o valoare critică, d_c, dată de [52]

$$d_c < \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}, \tag{XIII.2.5}$$

unde pentru o structură cubică $A = \mathcal{J} S^2 a^2$, cu $\mathcal{J}$ integrala de schimb, iar a constanta rețelei.

Să considerăm cazul limită cînd $M_s \to \infty$, toate celelalte constante de material și grosimea păturii rămînînd finite [52]. Magnetizarea va fi astfel orientată încît să evite formarea cîmpurilor parazite, deci div $\mathbf{M} = 0$ și ca atare pe toate suprafețele vom avea

$$\mathbf{M}\mathbf{n} = 0, \tag{XIII.2.6}$$

Condiția (XIII.2.6) a fost evidențiată în prezicerea pereților interdomenici în probe masive (pereți Bloch). Condiția de eșantion masiv poate fi formulată în funcție de constantele de material și anume ca dimensiunea probei să fie mult mai mare ca $(A/K)^{1/2}$ [53, 54]. În cazul în care această condiție conduce la grosimi mai mici decît d_c dat de relația (XIII.2.5), fapt ce se realizează pentru materiale magnetice dure, atunci analiza în cadrul teoriei micromagnetice admite soluții unidimensionale ce pot fi tratate prin metoda μ^* [55] (vezi cap. XIII.6.1). În cazul în care condiția de material masiv și respectiv de pătură foarte subțire conduc la domenii de dimensiuni care nu se suprapun, respectiv pentru care

$$2K/\mu M_s^2 \ll 1, \tag{XIII.2.7}$$

problema structurilor de domeniu și a structurilor pereților în regiunea „intermediară" nu mai poate fi aproximată satisfăcător printr-un model unidimensional.

Relația (XIII.2.7) este satisfăcută pentru toate materialele magnetice moi. În aceste materiale va exista un domeniu de grosimi „intermediar" unde modelele unidimensionale de pereți nu mai sînt valabile și unde structura pereților este bine aproximată mai degrabă de către (XIII.2.6) sau prin relațiile echivalente:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r}), \tag{XIII.2.8}$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \text{constant, pe toate suprafețele.}$$

Restricția micromagnetică fundamentală (XIII.2.1) conduce la ecuația diferențială neliniară pe care trebuie să o satisfacă potențialul vector $\mathbf{A}(\mathbf{r})$

$$[\operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r})]^2 = 1. \tag{XIII.2.9}$$

O soluție aproximativă a ecuației (XIII.2.9) a fost dată de Leaver [56]. Nu se cunosc soluții ale acesteia în trei dimensiuni și ca atare această relație nu va fi folosită pentru a discuta pereții cu structură fină. În cazul pereților unipolari, faptul că structura peretelui nu depinde de coordonata de-a lungul axei ușoare permite construirea unor *soluții bidimensionale* a structurii pereților unipolari în păturile subțiri. În astfel de structuri de pereți, magnetizarea variază în direcție atît de-a curmezișul peretelui, în planul păturii, cît și de-a curmezișul păturii, în planul peretelui.

Pot fi evidențiate și alte rațiuni, pentru care, în anumite intervale de grosimi, structura unidimensională a pereților interdomenici nu este realistă. Astfel măsurătorile experimentale [57—59] evidențiază o dependență liniară a lărgimii peretelui de grosimea păturii subțiri, în timp ce predicțiile teoretice [60] indică că lărgimea pereților unidimensionali de

tip Bloch rămîne aproximativ constantă, pe măsură ce grosimea păturii crește. Pe de altă parte s-a arătat teoretic [61, 62] că un model de perete unidimensional realist ar trebui să conducă la o energie magnetostatică neglijabilă. Studiile au avut ca obiectiv materiale feromagnetice moi. În realitate, modelele unidimensionale, chiar „exacte" conduc la energii magnetostatice apreciabile ale pereților, deci nu pot fi realiste în domeniul grosimilor uzuale ale păturilor subțiri (10^2—10^3 Å).

XIII.3. Structura pereților interdomenici

Principiul general de determinare al distribuției de echilibru a magnetizării implică calculul acelei distribuții care realizează minimul energiei libere. Energia liberă poate fi evaluată prin metode ce diferă între ele prin modalitatea în care este caracterizată energia peretelui.

În acest context pot fi menționate metodele de tip Néel, metode de tip Ritz, metode ce generează structura peretelui pe ordinator, în decursul procesului de minimizare a energiei, respectiv metodele de obținere a structurilor de pereți prin rezolvarea ecuațiilor variaționale, de echilibru, pentru direcția magnetizării.

XIII.3.1 Metoda Néel de determinare a structurii pereților interdomenici

Metoda Néel [22, 60] admite o lărgime finită a peretelui, lărgime ce apare ca parametru în diferitele contribuții la energia liberă. Contribuțiile energiei de schimb și de anizotropie se calculează postulînd rotația *liniară* a magnetizării de-a curmezișul peretelui. Termenul magnetostatic este aproximat prin energia corespunzătoare unui elipsoid cilindric drept, de secțiune eliptică, uniform magnetizat, cu axele egale cu lărgimea peretelui și respectiv grosimea păturii. Suma energiei de schimb, de anizotropie și magnetostatică se minimizează în raport cu lărgimea peretelui. Pe această cale pot fi obținute informații cu privire la lărgimea peretelui și respectiv energia specifică, la echilibru, a acestuia. Deoarece termenii ce apar în expresia energiei totale, nu sînt calculați folosind aceeași distribuție a magnetizării, metoda este *inconsistentă* logic, iar rezultatul obținut pentru energia de echilibru poate să difere de valoarea reală. Ordinul de mărime a valorii obținute este însă corect, fapt confirmat de prezicerea tipului de perete Néel în pături foarte subțiri, cît și de concordanța remarcabilă cu valorile obținute prin metode unidimensionale self-consistente. Datorită posibilităților de studiu a influenței diferiților parametri asupra lărgimii și grosimii peretelui, acest model a fost folosit mult pentru comparația cu datele experimentale [8, 9, 60]. În ultimii ani, date experimentale obținute în condiții deosebit de îngrijite, au dovedit că acest model este însă inadecvat [58, 59].

În cele ce urmează, folosind acest model, vom analiza pereții de tip Bloch și de tip Néel. Pentru completarea imaginii despre tipurile de pereți interdomenici în materiale feromagnetice masive vom descrie și alte tipuri de pereți și anume pereți înguști și pereți $k\pi$ care nu implică neapărat analiza în cadrul modelului clasic a lui Néel.

Să considerăm două domenii (1) și (2) ale căror magnetizări $\mathbf{M}_1$ și $\mathbf{M}_2$ sînt orientate după direcția de ușoară magnetizare, separate printr-un

perete de tip Bloch. Pentru ca energia magnetostatică să fie minimă, trebuie satisfăcute condițiile de graniță (vezi capitolul I.4.3). Astfel, componenta normală a polarizării magnetice $\mathbf{B}_i$ trebuie să fie continuă. Notînd prin $\mathbf{n}$ versorul normalei la perete (ce corespunde cu direcția z) avem $\mathbf{n}_1\mathbf{B}_{i_1} = \mathbf{n}_2\mathbf{B}_{i_2}$. Permeabilitatea materialului fiind aceeași rezultă

$$\mathbf{n}\mathbf{M}_1 = \mathbf{n}\mathbf{M}_2 \qquad \text{(XIII.3.1)}$$

Relația de mai sus precizează că normala la perete este situată în planul bisector al magnetizărilor $\mathbf{M}_1$ și $\mathbf{M}_2$.

Peretele are o anumită grosime; în interiorul acestuia magnetizarea se modifică de la $\mathbf{M}_1$ la $\mathbf{M}_2$. Pentru a nu avea „sarcini magnetice" libere, respectiv energia magnetostatică să fie nulă vom impune condiția $\nabla \mathbf{B}_i = 0$, deci

$$\mu_0 \nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}) = 0. \qquad \text{(XIII.3.2)}$$

În cazul peretelui considerat (fig. XIII.1) condiția (XIII.3.2) conduce la o valoare constantă pentru componenta lui $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, paralelă la normala $\mathbf{n}$. Deci, în interiorul stratului de tranziție, $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, efectuează o rotație în jurul normalei $\mathbf{n}$.

Ne propunem să estimăm grosimea și energia pe unitatea de suprafață a peretelui ϵ_p [4, 5]. Pentru aceasta vom minimiza energia totală $\epsilon = \epsilon_{sch} + \epsilon_a + \epsilon_m$, unde ϵ_{sch} este energia de schimb, ϵ_a energia de anizotropie iar ϵ_m este energia magnetostatică. Ultimul termen poate fi neglijat, în cazul cînd sînt îndeplinite condițiile (XIII.3.1) și (XIII.3.2).

Admițînd că unghiul pe care îl fac doi spini vecini este $a(\partial\theta/\partial r)$, unde a este constanta rețelei, energia de interacție (VII.1.1), se poate scrie* $\mathfrak{J}S^2\Phi_{ij}^2$ — unde Φ_{ij} este unghiul între spini — și respectiv $\mathfrak{J}S^2a^2(\partial\theta/\partial r)^2$. Notînd $A = \mathfrak{J}S^2a^2$, avem

$$\epsilon_{sch} = A\int_{-\infty}^{\infty} (\partial\theta/\partial r)^2\, dr. \qquad \text{(XIII.3.3)}$$

Să notăm prin $\epsilon_a(\theta)$ energia de anizotropie. Forma particulară a lui $\epsilon_a(\theta)$ depinde de tipul rețelei cristaline considerate (vezi paragraful XII.2). Dacă direcția spinilor este paralelă cu direcția de ușoară magnetizare (pentru $r = \pm\infty$) alegem astfel constanta implicată în $\epsilon_a(\theta)$ încît să avem $\epsilon_a(\theta) = 0$.

Energia totală, pe unitatea de arie este

$$\epsilon = \epsilon_a + \epsilon_{sch} = \int_{-\infty}^{+\infty} [\epsilon_a(\theta) + A(\partial\theta/\partial r)^2]\, dr. \qquad \text{(XIII.3.4)}$$

---

*) $\epsilon_{sch} = -2\mathfrak{J}\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 = -2\mathfrak{J}S^2\cos\Phi_{ij} = -2\mathfrak{J}S^2(1 - \Phi_{ij}^2/2)$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Condiția de stabilitate a sistemului se obține minimizînd relația (XIII.3.4). Vom impune ca $\delta\epsilon$ să fie identic nul pentru orice variație mică $\delta\theta$

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\partial\epsilon_a(\theta)}{\partial\theta}\delta\theta+2A\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\cdot\frac{\partial\delta\theta}{\partial r}\right)\right]\mathrm{d}r=0. \qquad \text{(XIII.3.5)}$$

Integrînd prin părți termenul al doilea din relația (XIII.3.1), avem

$$\int_{-\infty}^{+\infty}2A\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)\cdot\left(\frac{\partial\delta\theta}{\partial r}\right)\mathrm{d}r=2A\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)\delta\theta\Big|_{-\infty}^{+\infty}-$$

$$-\int_{-\infty}^{+\infty}2A\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial r^2}\right)\delta\theta\mathrm{d}r=-\int_{-\infty}^{+\infty}2A\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial r^2}\right)\delta\theta\mathrm{d}r. \qquad \text{(XIII.3.6)}$$

Astfel relația (XIII.3.5) se scrie

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\partial\epsilon_a(\theta)}{\partial\theta}-2A\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial r^2}\right)\right]\delta\theta\mathrm{d}r=0. \qquad \text{(XIII.3.7)}$$

Pentru ca relația (XIII.3.7) să fie satisfăcută pentru orice valoare $\delta\theta(r)$, trebuie să avem

$$\epsilon_a(\theta)-A(\partial\theta/\partial r)^2=0. \qquad \text{(XIII.3.8)}$$

Relația (XIII.3.8) evidențiază că în fiecare punct al peretelui domeniului, densitatea energiei de anizotropie locală $\epsilon_a(\theta)$ este egală cu densitatea energiei de schimb locale. De aici rezultă că pentru o energie de anizotropie mare, momentele magnetice ale atomilor vecini fac unghiuri mai mari ca în cazul materialelor caracterizate printr-o energie de anizotropie mai mică. Pentru o anumită valoare a energiei de schimb, în cazul cînd densitatea energiei de anizotropie tinde spre zero, rotația momentelor atomice se efectuează foarte lent și peretele Bloch tinde să se extindă asupra întregului cristal. Într-un material cu anizotropie foarte mare, momentele atomice se rotesc rapid și pereții sînt foarte înguști.

Din relația (XIII.3.8) avem

$$\mathrm{d}r=\sqrt{A}\,\mathrm{d}\theta/\sqrt{\epsilon_a(\theta)}. \qquad \text{(XIII.3.9)}$$

Energia peretelui este dată de

$$\epsilon_p'=2\sqrt{A}\int_{\theta_1}^{\theta_2}\sqrt{\epsilon_a(\theta)}\,\mathrm{d}\theta. \qquad \text{(XIII.3.10)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relațiile stabilite mai sus pot fi particularizate, explicitînd funcția $\epsilon_a(\theta)$ pentru diferite rețele cristaline.

Să analizăm *tipuri de pereți de domenii* ce apar *în cristale cu simetrie cubică* [63] și, respectiv, *hexagonală*.

Nichelul are o structură cfc cu 8 axe de ușoară magnetizare paralele la diagonalele cubului ($K < 0$). Pentru fier ($K > 0$) apar șase direcții de ușoară magnetizare. În cazul acestor cristale numai anumite direcții ale lui M satisfac condițiile de graniță analizate mai sus. Pereți de 90° în fier corespund cu aceia în care **M** se rotește de la direcția [100] (respectiv OA în figura XIII.2) la [010] notată prin OB. Direcțiile care fac unghiuri

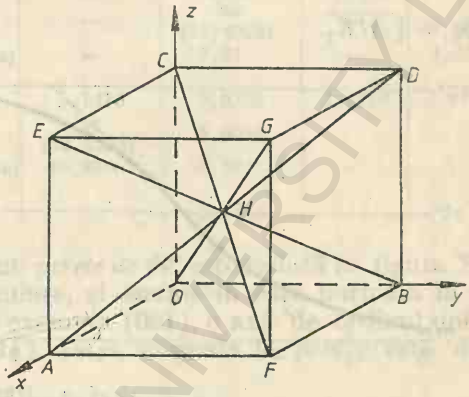


Fig. XIII.2. — Pereți de domeniu în materiale cu structura cubică cu fețe centrate.

egale cu laturile cubului sînt $[11l]$ sau $[\bar{1}\bar{1}l]$, respectiv orice direcție în planul $OCGF$. În nichel, pereții de 109, 47° corespund cu aceia în care **M** se rotește de la direcția $[\bar{1}11]$ (HD) la $[1\bar{1}1]$ (HE) și în acest caz direcțiile $[11l]$ sau $[\bar{1}\bar{1}l]$ fac unghiuri egale cu diagonalele cubului. Pereții de 70,53° în nichel corespund cu aceia în care **M** se rotește de la $[1\bar{1}1]$ (HE) la $[1\bar{1}\bar{1}]$ (HA). Direcțiile care fac unghiuri egale cu direcțiile de ușoară magnetizare inițiale și finale sînt cele $[hk0]$ respectiv orice direcție în planul paralel la $OAFB$ ce trece prin H [63].

Pereții de 180° în fier corespund cu aceia formați prin rotația lui **M** de la direcțiile [001] la $[00\bar{1}]$ și în nichel de la [111] la $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, normalele la graniță fiind situate în planele (001) și respectiv (111). Astfel, pentru granițele de 90° în fier, planele de graniță posibile sînt paralele la planele $\{11l\}$*), pentru granițele de 109,47° în nichel la planele $\{11l\}$ și pentru granițele de 70,53° în nichel, la planele $\{hk0\}$. Normalele la granițele de 180° în fier și nichel sînt situate în planele {001} și respectiv {111}.

În cristale cu anizotropie uniaxială, pentru $K > 0$ vom avea pereți de 180°, iar pentru $K < 0$ pot apare orice tip de pereți, deoarece în planul de bază toate direcțiile sînt echivalente.

Să analizăm cîteva tipuri reprezentative de pereți Bloch. Pentru început să discutăm cazul cristalelor avînd *anizotropie uniaxială*. În acest caz în conformitate cu paragraful XII.1, într-o primă aproximație, energia de anizotropie poate fi scrisă sub forma $\epsilon_a = K_1 \sin^2\theta$. Energia peretelui pe unitatea de suprafață, în conformitate cu relația (XIII.3.10) și

*) Planele $\{11l\}$ în notația uzuală cristalografică reprezintă orice plan de tipul $(11l)$.

ținînd seama că limitele de integrare pentru pereții de 180° sînt ($\theta_1 = 0$; $\theta_2 = 180°$), este

$$\epsilon'_p/\epsilon'_{p0} = 1, \qquad \text{(XIII.3.11)}$$

unde am notat prin $\epsilon'_{p_0} = \sqrt{AK_1}$.

Distribuția unghiulară a spinilor în perete (fig. XIII.1) în conformitate cu relația (XIII.3.19) conduce la

$$\cos\theta = -\operatorname{th}(r/\delta_0), \qquad \text{(XIII.3.12)}$$

unde $\delta_0 = \sqrt{A/K_1}$.

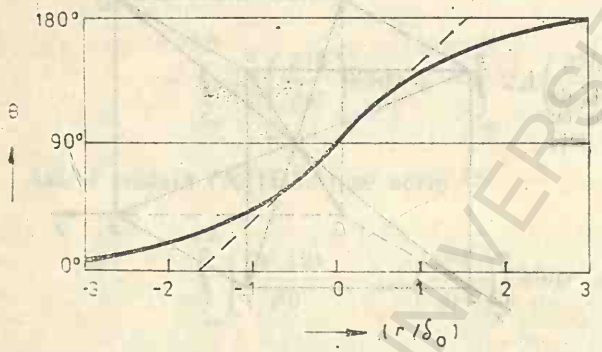


Fig. XIII.3. — Modificarea direcției momentelor magnetice în peretele de 180° într-un cristal cu anizotropie uniaxială.

Dependența valorilor θ de raportul r/δ_0 este redată în figura XIII.3. Valorile θ se apropie de $\pi/2$ pentru un raport $r/\delta \simeq 1{,}6$ determinat prin intersecția tangentei în origine cu dreptele $\theta = 0$, respectiv 180°. Valorile δ și ϵ'_p determinate în cazul nichelului, cobaltului și fierului sînt redate în tabelele XIII.1 și XIII.2 [63].

TABELUL XIII.1

Valorile reduse ale energiei peretelui $\epsilon'_p/\epsilon'_{p0}$ în cristale de nichel, fier și cobalt

Material	Tipul de perete	Direcția normală la perete			
		[001]	[110]	[111]	[$\bar{1}$12]
Ni	70,53°	0,5443	0,4611	—	—
	109,47°	1,0887	1,3680	1,2903	
	180°	—	1,8292	—	2,004
	180° (cu magnetostricțiune)	—	2,19	—	2,270
Fe	90°	1,0000	1,7274	1,1852	
	180°	2,0000	2,7603	—	
	180° (cu magnetostricțiune)	2,0200	2,7700	—	
Co	180°		4,000		

Rezultatele studiilor efectuate asupra feritelor dure și respectiv moi [64] confirmă trăsăturile generale ale modelului. În cazul feritei de bariu energia peretelui este $\epsilon'_p = 2{,}8 \cdot 10^{-2}$ Joule/m² iar grosimea pere-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ţilor este mică. În cazul feritelor moi energia peretelui este de ordinul a 10^{-3} Joule/m², grosimile pereţilor fiind de ordinul sutelor de distanţe atomice.

TABELUL XIII.2

Valorile reduse ale lărgimii (δ_p/δ_0) peretelui

Material	Tipul de perete	Direcţia normală la perete			
		[001]	[110]	[111]	[$\bar{1}\bar{1}$2]
Ni	70,53°	3,8476	4,2642	—	
	109,47	∞	3,3093	3,8476	
	180°	—	∞ (15,4029)	—	7,9161
	180° (cu magnetostricţiune)	—	7,91	—	4,45
Fe	90°	3,1416	3,9738	3,1416	
	180°	∞ (12,6258)	5,6018		
	180° (cu magnetostricţiune)	10,87	5,59		
Co	180°		3,1416		

Schema de calcul pentru un *perete de 90°* este redată în figura XIII.4. Vom discuta trei cazuri particulare, şi anume în care normala la perete este o axă de ordinul patru, de exemplu [001], o axă de ordinul doi [110] şi respectiv o axă ternară [111]. Dacă normala la perete este direcţia

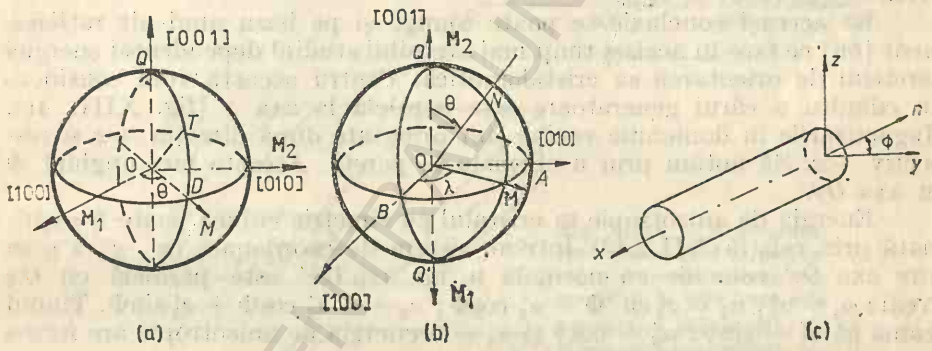


Fig. XIII.4. — Schema de calcul a unui perete de 90° la care normala este paralelă la axa de ordinul patru, la o axă de ordinul doi şi respectiv la o axă ternară (a). Schema de calcul pentru un perete de 180° în cristale cu simetrie cubică (b). Schema de calcul a dependenţei energiei peretelui de orientare în cristal (c).

[001] (fig. XIII.4a), magnetizările domeniilor sînt dirijate după axele [100] şi, respectiv, [010]. Energia de anizotropie, limitîndu-ne la termenul doi din expresia (XII.2.13), are forma $\epsilon_a = K_1 \sin^2\theta \cos^2\theta$, unde θ este unghiul pe care **M** îl face cu axa [100]. Ţinînd seama de relaţiile (XIII.3.9) şi (XIII3.10) şi integrînd între $\theta_1 = 0$ şi $\theta_2 = \pi/2$, avem

$$\epsilon'_p[100] = \epsilon_{p0}/2, \quad \cos 2\theta = \mathrm{th}\,(r/\delta_0). \qquad \text{(XIII.3.13)}$$

Să analizăm cazul în care normala **n** este dirijată după axa [110], aceasta făcînd cu magnetizările $\mathbf{M}_1$ şi $\mathbf{M}_2$ unghiuri de 45° (fig. XIII.4a).

Energia de anizotropie magnetocristalină are forma [4] $\epsilon_a = K((1/2)\sin^2\theta - (3/16)\sin^4\theta)$. Ţinînd seama de discuţia precedentă şi integrînd între $\theta_1 = 0$ şi $\theta_2 = \pi$, se obţine $\epsilon'_p[111] = 1{,}723\ \epsilon'_p[100]$.

Dacă normala este dirijată după una din axele [111] (fig. XIII.4a) energia de anizotropie are forma $\epsilon_a = (4/27)(1 - \cos 3\theta)$. În acest caz unghiul θ, în lungul peretelui, variază între $\theta_1 = 0$ şi $\theta_2 = 2\pi/3$. Se obţine $\epsilon'_p[111] = 1{,}185\ \epsilon'_p[100]$. Comparînd cele trei rezultate se vede că energia minimă pe unitatea de suprafaţă, o au pereţii de 90°, perpendiculari la o axă de ordinul patru. Totuşi, în cazul fierului, nu aceştia sînt cei mai stabili ca urmare a efectelor de magnetostricţiune, pe care le-am neglijat în discuţia de mai sus.

Să analizăm un *perete de 180°*, adică un perete ce separă două domenii vecine a căror magnetizări sînt orientate după o axă de ordinul patru, însă antiparalele [001] şi respectiv [00$\bar{1}$] (fig. XIII.4b) [4, 65]. Normala la perete este perpendiculară la $\mathbf{M}_1$ şi $\mathbf{M}_2$ respectiv la dreapta QOQ'. Peretele se poate situa în oricare plan ce trece prin QQ', ca de exemplu QMQ'. Să notăm prin λ unghiul pe care acest plan îl face cu planul meridian ce trece prin OB. În interiorul peretelui direcţia ON a magnetizării se roteşte în plan QMQ', de la OQ la OQ'. Vom nota prin θ unghiul pe care îl face ON cu OQ. Energia de anizotropie are forma $\epsilon_a = K(\sin^2\theta - \mu\sin^4\theta)$, unde $\mu = 7/8 + (1/8)\cos 4\lambda$. Introducînd expresia de mai sus în (XIII.3.9) se obţine $\epsilon'_p\,(180) = 2\sqrt{AK}\left[1 + \left(\frac{1-\mu}{\sqrt{\mu}}\right)\operatorname{argsh}\sqrt{\mu/(1-\mu)}\right]$.

Energia $\epsilon'_p(180)$ este minimă pentru $\mu = 1$, respectiv $\lambda = 0$. În acest caz avem: $\epsilon'_{p,min}\,(180) = 2\epsilon'_{p0}$.

La aceeaşi concluzie se poate ajunge şi pe baza unui alt raţionament [66] ce face în acelaşi timp mai accesibil studiul dependenţei energiei peretelui de orientarea sa cristalografică. Pentru aceasta vom considera un cilindru a cărui generatoare este paralelă la axa x (fig. XIII. 4c). Magnetizările în domeniile vecine sînt orientate după direcţia $+x$ şi respectiv $-x$. Să notăm prin $\mathbf{n}$ normala la perete. Aceasta face unghiul Φ cu axa Oy.

Energia de anizotropie în cristalul cu simetrie cubică poate fi exprimată prin relaţia (XII.2.13). Într-un sistem de coordonate (x', y', z'), în care axa Oz' coincide cu normala $\mathbf{n}$, iar axa Ox' este paralelă cu Ox avem: $\alpha_1 = \alpha'_1$; $\alpha_2 = \alpha'_2 \sin\Phi + \alpha'_3\cos\Phi$; $\alpha_3 = -\alpha'_2\cos\Phi + \alpha'_3\sin\Phi$. Ţinînd seama că $\alpha'_1 = \sin\theta$; $\alpha'_2 = \cos\theta$ şi $\alpha'_3 = 0$ energia de anizotropie are forma

$$\epsilon_a(\theta) = K_1(\sin^2\theta + \cos^2\theta\sin^2\Phi\cos^2\Phi)\cos^2\theta. \qquad \text{(XIII.3.14)}$$

Introducînd relaţia (XIII.3.14) în (XIII.3.10), se obţine [55]

$$\frac{\epsilon'_p}{\epsilon'_{p0}} = 2\left(1 + \frac{\sin^2\Phi\cos^2\Phi}{\sqrt{1-\sin^2\Phi\cos^2\Phi}}\ln\frac{1+\sqrt{1-\sin^2\Phi\cos^2\Phi}}{\sin\Phi\cos\Phi}\right). \qquad \text{(XIII.3.15)}$$

Dacă planul peretelui este paralel cu planul xy ($\Phi = \pi/2$) sau cu planul xz ($\Phi = 0$), rezultă $\epsilon'_p\,[100] = 2\epsilon'_{p0}$.

Reprezentînd grafic — figura XIII.5, curba a — relaţia (XIII.3.15) se vede că energia peretelui are o valoare maximă pentru $\Phi = 45°$, respectiv atunci cînd peretele este paralel la direcţia [011] $\epsilon'_p,[110] = 2{,}88\cdot\epsilon'_{p0}$.

Ca urmare, peretele tinde să-și rotească planul său pentru a deveni paralel la planul (100). Prin această rotație, suprafața peretelui va crește, deci energia acestuia se va mări. Poziția de echilibru corespunde minimului energiei sistemului.

Să considerăm un monocristal plan, avînd baza paralelă la planul $(01\bar{1})$. Cea mai stabilă orientare a peretelui corespunde situației cînd acesta este înclinat, dat fiind tendința de apropiere de planele (100) sau (010) (fig. XIII.6a). Aria peretelui se va mări prin $[\sin(\Phi - 45)]^{-1}$ și deci energia totală a peretelui prin $\epsilon'_{pT} = ld\,\epsilon'_p\,[\sin(\Phi - 45)]^{-1}$, unde l și, respectiv,

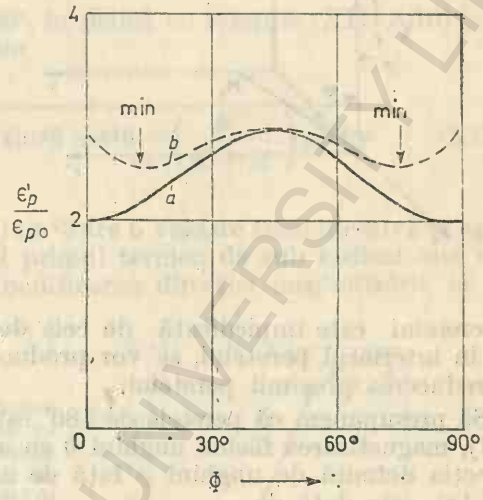


Fig. XIII.5. — Dependența energiei peretelui de unghiul Φ, pentru un cristal cu simetrie cubică.

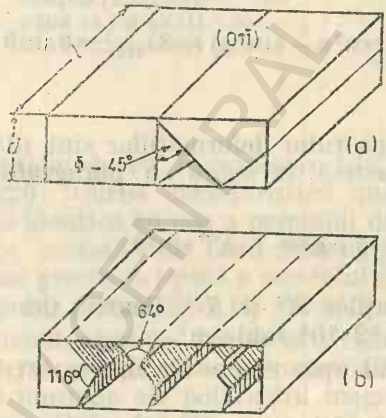


Fig. XIII.6. — Reprezentarea schematică a peretelui de domeniu într-un monocristal, la care baza este paralelă cu planul $(01\bar{1})$ (a) și respectiv configurația corespunzătoare energiei minime (b).

d reprezintă lungimea și grosimea peretelui. Energia totală, în acest caz, va avea două minime, pentru $\Phi = 13°$ și respectiv $\Phi = 77°$ (fig. XIII. 5, curba b). Peretele va avea deci o formă în zig-zag, fiecare segment făcînd un unghi de $\pm 32°$ cu axa cristalului (fig. XIII.6b). Acest model este confirmat experimental [55].

În exemplele de mai sus nu am analizat *influența magnetostricțiunii*. Pentru a exemplifica modul în care aceasta contribuie la energia peretelui să plecăm de la două domenii, magnetizate în sens opus, separate prin-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

tr-un perete de tip Bloch (fig. XIII. 7). Ca urmare a magnetostricţiunii cele două domenii sînt deformate în mod similar, deci între acestea nu va apare o tensiune mecanică. În interiorul peretelui ca urmare a rotaţiei momentelor magnetice va apare o magnetostricţiune şi deci o tendinţă de deformare a cristalului. Această tendinţă de deformare, în interior-

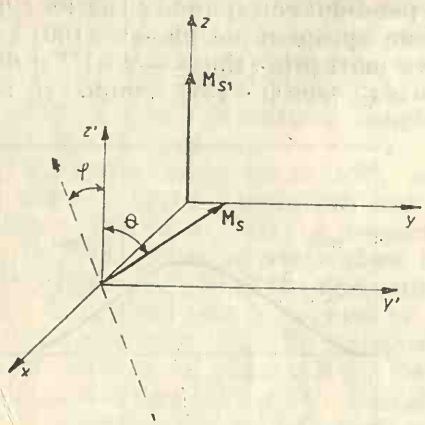


Fig. XIII.7. — Rolul magnestostricţiunii în stabilizarea peretelui de domeniu de 180°.

rul peretelui este împiedicată de cele două domenii vecine. În consecinţă, în interiorul peretelui, se vor produce tensiuni mecanice ce au ca efect reducerea grosimii peretelui.

Să presupunem că peretele de 180° este perpendicular la axa x (fig. XIII.7), magnetizarea făcînd unghiul θ cu axa z. Variaţia de dimensiune în direcţia definită de unghiul φ faţă de axa Oz, ţinînd cont de relaţia (XII.8.18), este dată de

$$(\delta l/l)_0^s - (\delta l/l)_0 = (3/2)\lambda_{100}\sin^2\theta(\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) + 3\lambda_{111}\cos\theta\sin\theta\cos\varphi\sin\varphi. \qquad \text{(XIII.3.16)}$$

Deoarece componentele tensorului deformaţiilor sînt $(3/2)\,\lambda_{100}\sin^2\theta$ şi $(3/2)\lambda_{111}\cos\theta\sin\theta$, energia elastică, în acord cu paragraful XII.11.2, se scrie

$$\epsilon_{el} = K'\sin^2\theta\cos^2\theta + K''\sin^4\theta. \qquad \text{(XIII.3.17)}$$

Néel estimează valorile coeficienţilor K' şi K''. Pentru fier avem $K' = 1{,}78\cdot10^2$ Joule/m^3 şi $K'' = 0{,}82\cdot10^2$ Joule/m^3.

Funcţia $\epsilon_a(\theta)$, în cazul cînd apar efecte ale magnetostricţiunii, are deci forma ($\varphi = 0$)

$$\epsilon_a(\theta) = (K + K')\sin^2\theta\cos^2\theta + K''\sin^4\theta. \qquad \text{(XIII.3.18)}$$

Deoarece K' şi K'' sînt mici comparativ cu constantele de anizotropie (tabelul XII.1), introducerea acestor corecţii nu modifică energia peretelui. Energia elastică însă are un rol important în stabilizarea peretelui de 180°. Dacă neglijăm contribuţia elastică, în acord cu relaţia (XIII, 3.9), am fi tentaţi să credem că cele două elemente de pereţi de 90°, care constituie peretele de 180°, ar trebui să fie separate printr-o dis-

tanță extrem de mare. Numai în această situație (cînd $r \to \infty$) se obține o valoare $\theta = \pi/2$. Deci cele două domenii antiparalele ar trebui să fie separate printr-o „fază" magnetizată perpendicular, fapt ce ar pune sub semnul întrebării existența pereților de 180°.

Integrînd relația (XIII.3.9), pentru un perete de 90° normal la o axă de ordinul patru se obține

$$r = \delta_0 \ln \operatorname{tg}\theta, \qquad \text{(XIII.3.19)}$$

unde $\delta_0 = \sqrt{A/K}$.

Pentru un perete de 180°, în acord cu relațiile (XIII.3.10) și (XIII. 3.18), dacă $K + K' \simeq K$, avem

$$\mathrm{d}r = \delta_0 \,\mathrm{d}\theta \Big/ \sqrt{\sin^2\theta \cos^2\theta + \left(\frac{K''}{K+K'}\right) \sin^4\theta}\,. \qquad \text{(XIII.3.20)}$$

Expresia $(K'')/(K + K') \sin^4\theta$ are o valoare semnificativă în apropiere de $\theta = \pi/2$, deci atunci cînd primul termen de sub radical este mic. În figura XIII.8 reprezentăm modificarea direcției magnetizării, la fier, în

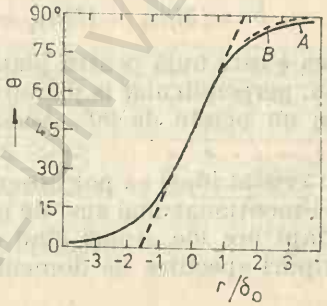


Fig. XIII.8. — Modificarea direcției magnetizării (la fier) în lungul peretelui de 90° și a unei jumătăți din peretele de 180°, descrisă de relațiile (XIII.3.19) — linie plină (A) și (XIII.3.20) — linie punctată (B).

lungul peretelui de 90° și respectiv 180°, descrisă de relațiile (XIII.3.19) și (XIII.3.20). Curba caracteristică unei jumătăți din peretele de 180° este practic identică cu cea a peretelui de 90°, cu excepția regiunii în care $\theta \simeq \pi/2$, pe această cale fiind însă asigurată stabilitatea acestuia. Néel [4] a estimat grosimea totală a peretelui de 180° la $\delta = (11-12)\delta_0$. Aceasta ar corespunde, pentru fier, cu valori $\delta = (1{,}8-2)10^{-7}$ m.

Analizînd efectele magnetostricțiunii în pereți de 90° se conchide [4] că printre pereții plani (compatibili cu principiul continuității componentelor normale ale polarizării magnetice) care separă două domenii a căror magnetizări fac 90°, nu există decît unul care nu dă naștere la o tensiune magnetostrictivă și anume cel perpendicular la axa binară. Acesta este deci singurul perete de 90° care poate exista într-un monocristal de fier în absența altor perturbații.

Pentru a analiza această problemă, vom considera pereții P și P' ce separă domeniile (1), (2) și (3) (Fig. XIII.9). Să presupunem că domeniile (1) și (3) sînt magnetizate după axa z, în timp ce domeniul (2) după axa y. Dacă grosimea domeniului intermediar este mică față de grosimea totală, domeniile exterioare, ca urmare a magnetostricțiunii,

vor tensiona pereții P și P'. Ca urmare, pereții P și P', se apropie, domeniul (2) se micșorează și dispare, astfel încît în probă rămîne doar un perete de 180°. Ca atare, în absența cîmpului magnetic extern, pereții perpendiculari la o axă de ordinul patru nu pot fi stabili. Pentru a analiza tipurile de pereți de 90° în care nu există tensiuni axiale, vom considera

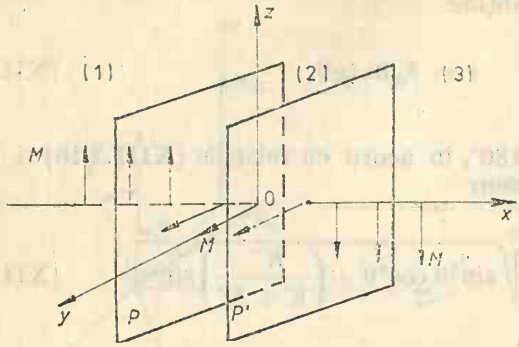


Fig. XIII.9. — Tensiuni magnetostrictive în domenii a căror magnetizări fac între ele un unghi de 90°.

două domenii magnetizate perpendicular, după direcțiile ($\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$) și respectiv ($\alpha_1' = \alpha_3' = 0$; $\alpha_2' = 1$). Diferența între magnetostricțiunile celor două domenii va fi

$$b = (\delta l/l)_1 - (\delta l/l)_2 = (3/2)\,\lambda_{100}(\beta_1^2 - \beta_2^2). \qquad \text{(XIII.3.21)}$$

Valoarea b este nulă pentru planele $\beta_2 = \beta_1$ și, respectiv, $\beta_2 = -\beta_1$. Al doilea plan, perpendicular la planul bisector al magnetizărilor celor două domenii, este un perete de 90°. Acesta este perpendicular la o axă de ordinul doi.

Într-un cristal ideal se pot observa totuși pereți de 90° cu orientări diferite de cel menționat mai sus, de exemplu perpendiculari la o axă ternară. Acest fapt are loc atunci cînd energia magnetostatică impune prezența unor tipuri specifice de domenii magnetice.

Pereți de tip Néel și cu legături transversale

În cazul pereților de tip Bloch rotația magnetizării se face astfel încît magnetizarea rămîne tot timpul în planul peretelui și ca atare energia magnetostatică este nulă. Am văzut că în acest caz la energia liberă a peretelui contribuie numai termenii de schimb și de anizotropie. Orice alt mod de rotație va determina apariția unei energii magnetostatice de volum și ca atare nu va fi favorabil din punct de vedere energetic (fig. XIII.10a).

Într-o pătură de grosime finită energia magnetostatică de suprafață, la intersecția pereților Bloch cu fețele păturii va determina apariția unei contribuții finite la energia magnetostatică. Plecînd de la această observație, Néel [22] a imaginat un alt mod de variație a magnetizării în perete care evită energia magnetostatică de pe fețele păturii, forțînd magnetizarea să rămînă tot timpul în planul păturii (fig. XIII.10b). Pe această cale se elimină energia magnetostatică de pe fețele păturii, însă componenta normală la planul peretelui, a magnetizării, variază. Ca atare acest mod de rotație a magnetizării în perete dă naștere la o energie magnetostatică de volum.

Pentru a calcula parametrii acestui tip de perete vom considera o secțiune transversală eliptică cu axele δ (grosimea peretelui) și t (grosimea probei) și de lungime infinită. Energia magnetostatică a peretelui pe unitatea de arie este:

$$\text{(a) perete Bloch } \epsilon_B = (1/2) N_B M^2 \mu \delta = 2^{-1} \delta \mu M^2 (t + \delta)^{-1},$$

$$\text{(b) perete Néel } \epsilon_N = (1/2) N_N M^2 \mu \delta = 2^{-1} t \delta \mu M^2 (t + \delta)^{-1}. \quad \text{(XIII.3.22)}$$

Energia magnetostatică cea mai mică se obține pentru un perete de tip Néel, în cazul în care $t < \delta$. Energia magnetostatică este neglijabilă pentru probe masive, deci acolo unde raportul t/δ este suficient de mare.

Sumînd și energia magnetostatică (XIII.3.22) alături de ceilalți termeni energetici (XIII.1.4), obținem o ecuație parametrică în care energia peretelui variază cu grosimea păturii. Rezultatele acestor calcule [36] sînt prezentate în figura XIII.11. Energiile celor doi pereți sînt egale pentru o grosime critică $t_c = 1{,}8\sqrt{A/M_s^2\mu}$.

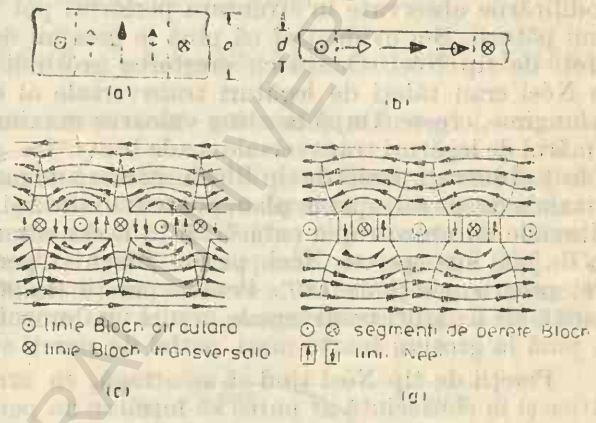


Fig. XIII.10. — Structuri de pereți de domeniu în pături subțiri de permaloy: (a) — perete Bloch unipolar de 180°; (b) — perete Néel unipolar de 180°; (c) — perete Néel cu structura fină (cu legături transversale); (d) — perete Bloch cu structura fină.

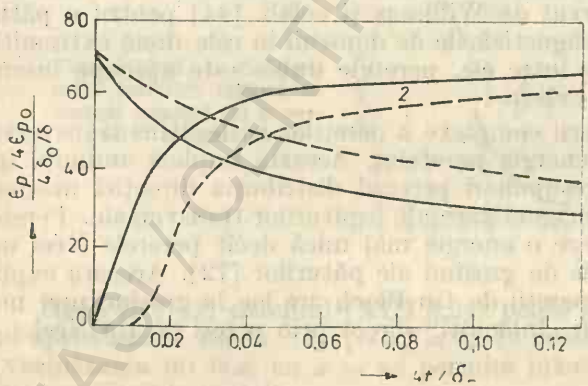


Fig. XIII.11. — Dependența energiei peretelui de grosimea păturii: *1* — perete de tip Bloch; *2* — pereți de tip Néel. Prin linie întreruptă s-au reprezentat valorile δ/δ_0 iar prin linie plină $\epsilon'_p/\epsilon'_{p_0}$.

Datele mai de sus evidențiază că grosimea păturii are un rol hotărîtor în stabilirea tipului de perete. Analiza teoretică făcută de Néel a fost confirmată de datele experimentale.

Studiile experimentale [23, 67—71, 36] au evidențiat că la grosimi intermediare ale păturii subțiri apar pereți cu legături transversale (Fig.

XIII.10c). Peretele principal este tăiat la intervale regulate, în unghi drept, de niște „legături transversale" scurte, cu capete libere. Densitatea și lungimea acestor legături transversale depind de grosimea păturii. În comparație cu pereții de tip Bloch și Néel, configurația observată pentru peretele cu legături transversale asigură o reducere suplimentară a energiei magnetostatice, prin închiderea unui mare număr de linii de flux magnetic ale peretelui principal, în vecinătatea acestuia. Observînd că porțiunile de perete principal sînt de tip Néel, Middlehoek [60] a ajuns la concluzia că pereții cu legături transversale observate de Huber, Smith și Goodenough sînt de fapt, moduri de pereți Néel, de energie mai joasă. Coroborînd această observație cu materialul experimental obținut ulterior se poate conchide că în anumite domenii de grosime pereții de tip Bloch și Néel devin pereți Bloch cu structură fină și, respectiv, pereți Néel cu structură fină.

Dependența structurii pereților de grosimea păturii s-a studiat pe probe de permalloy în formă de pană [36] la care axa ușoară este paralelă la gradientul de grosime. În acest caz, un perete aliniat cu axa ușoară, străbate diferite grosimi. Deoarece parametrii de material rămîn aceeași, modificările observate în structura peretelui pot fi atribuite variației grosimii păturii. S-a evidențiat că pînă la grosimi de 200 Å pot fi observați pereți de tip Néel. Odată cu creșterea grosimii s-a arătat că pereții de tip Néel erau tăiați de legături transversale al căror număr pe unitatea de lungime, crește. După ce ating valoarea maximă, la aproximativ 800 Å, numărul de legături transversale scade brusc. La grosimi mai mari de 10^3 Å au fost observați pereți de tip Bloch. Analiza de mai sus, dată pentru pături uniaxiale cu anizotropia în plan, poate fi extinsă și în cazul păturilor subțiri epitaxiale cu anizotropie cubică. Și în acest caz rămîne valabilă clasificarea de mai sus (perete Néel, perete Bloch și pereți cu legături transversale) pentru pereți de 180°. Pentru pereții de 90° însă nu s-a evidențiat apariția de legături transversale la nici un domeniu de grosime. Se admite că, pînă la grosimi foarte mari, astfel de pereți sînt de tip Néel pur.

Pereții de tip Néel tind să se atragă, ca urmare a energiei magnetostatice și în consecință ar putea să formeze un perete dublu. Un asemenea perete dublu a fost observat de Williams și colab. [44] pentru o pătură de permalloy. Deoarece magnetizările de domenii în cele două extremități ale peretelui sînt paralele între ele, peretele dublu este aproape insensibil la acțiunea cîmpului extern.

Ca urmare a structurii complexe a pereților cu legături transversale este dificil de a calcula energia peretelui. Aceasta implică anumite ipoteze simplificatoare și presupuneri privind distribuția direcției magnetizării și a energiilor de demagnetizare ale legăturilor transversale. Peretele cu legături transversale are o energie mai mică decît peretele Néel uniform, în anumite intervale de grosimi ale păturilor [72]. Aceasta explică faptul că tranziția de la pereții de tip Bloch are loc la grosimi mai mari decît se aștepta dacă ar fi „înlocuiți" direct prin pereți de tip Néel.

Pereții înguști

În anul 1963 Trammell [73] arată că efectul cîmpului cristalin asupra ionilor de pămînturi rare poate conduce la o anizotropie magnetocristalină suficient de ridicată pentru ca inversarea magnetizării de la un domeniu la altul să se facă după o singură distanță interatomică. Zijlstra [74]

prevede existenţa unei coercivităţi intrinseci pentru un material feromagnetic puternic anizotrop. Barbara şi colab. [75] au pus în evidenţă, la Dy_3Al_2, un nou proces de magnetizare caracteristic pereţilor înguşti.

În cele ce urmează vom urmări evoluţia unui perete atunci cînd raportul între energia de anizotropie şi respectiv cea de schimb este mare.

Am precizat în paragraful XIII.2.1 că în cazul materialelor cu anizotropie mare, pereţii pot deveni foarte înguşti. Să analizăm mai în detaliu această situaţie. Vom considera o reţea cubică simplă de ioni magnetici ce sînt separaţi prin parametrul de reţea a. Anizotropia cristalului este uniaxială. Momentul magnetic al atomului n, $\mathbf{M}_n$, în planul peretelui, face unghiul θ_n cu axa de uşoară magnetizare. Notînd prin M_r modulul momentului $\mathbf{M}_n$, energia peretelui pe unitatea de arie este [24]

$$\epsilon_p' = \sum_{-\infty}^{\infty} K M_r^2 \sin^2\theta_n + 2\mathfrak{J} M_r^2 [1 - (\cos(\theta_{n+1} - \theta_n) + \cos(\theta_{n-1} - \theta_n))/2]. \tag{XIII.3.23}$$

Minimizînd energia în raport cu θ_n, avem

$$(K/2\mathfrak{J}) \sin 2\theta_n - [\sin(\theta_{n+1} - \theta_n) + \sin(\theta_{n-1} - \theta_n)] = 0, \tag{XIII.3.24}$$

unde poziţiile atomice sînt caracterizate prin valori n întregi ($-\infty < n < +\infty$).

Pentru a calcula numeric configuraţia de echilibru a peretelui, soluţie a ecuaţiei (XIII.3.24), este suficient a fixa direcţia celor două momente. Configuraţia cu energia minimă (fig. XIII.12a) este simetrică; discontinuitatea unghiulară în centrul peretelui depinde de raportul $K/\mathfrak{J}$. Configuraţia de energie maximă este, de asemenea, simetrică şi are momentele dispuse perpendicular la axa de uşoară magnetizare (fig. XIII.12b).

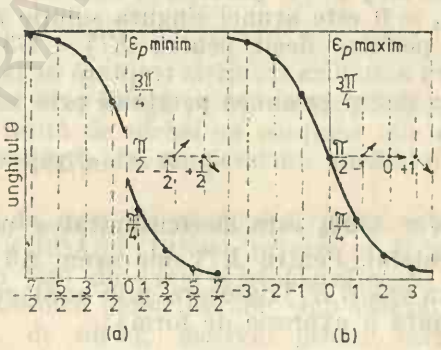


Fig. XIII.12. — Configuraţia pereţilor înguşti cu energia minimă (a) şi respectiv maximă (b).

Dacă $K/\mathfrak{J} \ll 1$, sistemul (XIII.3.24) poate fi rezolvat analitic, utilizînd aproximaţia Bloch, $|\theta_{n+1} - \theta_n| \ll \theta_n$. În acest caz o dezvoltare limitată în vecinătatea lui $\theta(x)$ cu $x = na$ permite inlocuirea relaţiei (XIII.3.24), prin ecuaţia diferenţială

$$(K/2\mathfrak{J}) \sin 2\theta(x) = a^2 \, d^2\theta(x)/dx^2. \tag{XIII.3.25}$$

Configuraţia peretelui se obţine prin integrarea acestei ecuaţii

$$\mathrm{tg}\,(\theta(x)/2) = \exp((-x/a)\sqrt{K/\mathfrak{J}}). \tag{XIII.3.26}$$

Energia și grosimea peretelui Bloch sînt

$$\epsilon'_{p_B} = 4M_r^2 a^{-2}\sqrt{\mathfrak{J}K}, \quad \delta = a\pi\sqrt{\mathfrak{J}/K}. \qquad \text{(XIII.3.27)}$$

În cobaltul metalic hexagonal, avem $K/\mathfrak{J} \simeq 3\cdot 10^{-3}$, și deci peretele are o grosime $\delta \simeq 200$ Å.

Dacă $K/\mathfrak{J} > 1$, momentele se îndepărtează doar puțin de direcția de ușoară magnetizare și ca atare sistemul de ecuații (XIII.3.24) poate fi liniarizat

$$(K/\mathfrak{J} + 2)\theta_n = \theta_{n+1} + \theta_{n-1}. \qquad \text{(XIII.3.28)}$$

Soluția acestuia este

$$\theta_n = \theta_0 \exp[-n \operatorname{arc\,ch}(K/2\mathfrak{J} + 1)]. \qquad \text{(XIII.3.29)}$$

Dacă n crește, unghiurile θ_n descresc asemănător cu o progresie geometrică cu rația $r = \exp[-\operatorname{arc\,ch}(K/2\mathfrak{J} + 1)]$. Peretele este definit prin rația progresiei și prin unghiul θ_0 din centru, care satisface ecuația

$$(1 - K/2\mathfrak{J}) \sin 2\theta_0 = \sin[\theta_0(1 - r)]. \qquad \text{(XIII.3.30)}$$

Dezvoltînd relația de mai sus pînă în ordinul trei, avem

$$\left[4\left(\frac{K}{\mathfrak{J}} - 2\right) + (1 - r)^3\right]\theta_0^2 = 6\left[\frac{K}{\mathfrak{J}} - 1 - r\right]. \qquad \text{(XIII.3.31)}$$

Pentru $K/\mathfrak{J} \geqslant 4/3$ peretele se reduce la o singură distanță atomică, deoarece $\theta_0 = 0$ este atunci singura soluție a ecuației (XIII.3.31). θ_0^2 nu are valori pozitive decît pentru $K/\mathfrak{J} < 4/3$.

Pentru a analiza tranziția treptată de la un perete Bloch la un perete îngust, vom defini grosimea peretelui prin

$$\delta = a\pi/\Delta\theta, \qquad \text{(XIII.3.32)}$$

unde $\Delta\theta = \pi - 2\theta_0$ este discontinuitatea unghiulară a magnetizării în centrul peretelui. Pentru $K/\mathfrak{J}$ mic avem $\Delta\theta = \sqrt{K/\mathfrak{J}}$.

Pentru valori $K/\mathfrak{J}$ oarecare, prin analogie cu soluția simetrică (XIII. 3.26), se caută o expresie de forma

$$\operatorname{tg}\frac{\theta_n}{2} = \exp[-(n + n_0)\psi], \qquad \text{(XIII.3.33)}$$

unde n_0 și ψ sînt parametri ce urmează a fi determinați.

Înlocuind relația (XIII.3.33) în (XIII.3.24) se obține

$$\operatorname{ch}\psi = 1 + \frac{K}{2\mathfrak{J}} \cdot \frac{\sin^2\theta_n}{\sin\theta_{n+1}\sin\theta_{n-1}}. \qquad \text{(XIII.3.34)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relația (XIII.3.33) este soluția lui (XIII.3.24) dacă ψ este independent de n, adică dacă $\sin\theta_n$ este dat de media geometrică a lui $\sin\theta_{n+1}$ și $\sin\theta_{n-1}$. Această condiție este realizată dacă $K/\mathfrak{J} \ll 1$ și $K/\mathfrak{J} > 1$. În primul caz relațiile (XIII.3.26) și (XIII.3.33) sînt echivalente, deoarece $\psi = \sqrt{K/\mathfrak{J}}$. În cazul al doilea unghiurile θ_n sînt mici și relația (XIII.3.26) se identifică cu soluția $\theta_n = \theta_0 \exp(-n\psi)$ a sistemului liniarizat (XIII.3.28). În aproximația considerată, relația (XIII.3.29) se extinde la toate valorile raportului $K/\mathfrak{J}$. Configurațiile de echilibru stabil și instabil ale unui perete sînt date de:

$$\operatorname{tg}(\theta_n/2) = \exp\left[-(n \pm n_0) \operatorname{arc\,ch}(K/2\mathfrak{J} + 1)\right], \quad \text{(XIII.3.35)}$$

unde $n = 0$ definește centrul peretelui. Pentru peretele de energie maximă avem $\operatorname{tg}(\theta_0/2) = 1$, deci $n_0 = 0$. Valorile n ce indexează pozițiile atomilor sînt valori întregi. Pentru pereți de energie minimă n este semiîntreg; n_0 caracterizează discontinuitatea unghiulară a magnetizării $\Delta\theta$ în centrul peretelui. Prin înlocuirea lui (XIII.3.30) în (XIII.3.24) se obține

$$\Delta\theta = \pi - 4 \operatorname{arc\,tg} \sqrt{(1 - \operatorname{th}[(n_0 + 1/2)\psi])(1 + \operatorname{th}[(n_0 + 1/2)\psi])}, \quad \text{(XIII.3.36)}$$

unde

$$\operatorname{th}[(n_0 + 1/2)\psi] =$$

$$= [r^2 - 1 + r/2 + \sqrt{(r^2 - 1 - r/2)^2 + 2(1 - r)r(r + 2)}]/2(1 - r)\sqrt{r(r + 2)},$$

cu $r = K/2\mathfrak{J}$.

Valorile $\Delta\theta$ ce definesc energia minimă calculată cu relația (XIII.3.24), pentru $K/\mathfrak{J} = 1$, și cele obținute prin metodele analitice propuse cît și prin metoda Bloch sînt în bună concordanță [24].

Pereți $k\pi$

Paulus [25, 76, 77] a pus în evidență pereți cu proprietăți specifice, în cazul unui monocristal de ferită de nichel cu conținut mic de cobalt. Acești *pereți* denumiți „$k\pi$" prezintă, la temperatura mediului ambiant următoarele proprietăți:

a) De a nu se deplasa, la scară microscopică, chiar sub acțiunea cîmpului magnetic extern de $8 \cdot 10^4$ A/m (10^3 Oe), oricare ar fi forma cristalului și orientarea cîmpului față de axele cristalografice:

b) De a emite și de a absorbi pereți de 180° sub efectul cîmpului magnetic. Aceasta constituie, de altfel, motivul pentru care au fost denumiți $k\pi$;

c) De a avea urme mai largi decît pereții de 180° normali;

d) De a fi în medie de trei ori mai puțin numeroși decît ansamblul de pereți ficși și mobili și de a coexista cu pereții mobili.

e) De a fi paraleli la o direcție de ușoară magnetizare și, observați pe un plan normal la aceasta de a forma meandre.

f) De a putea fiecare separa domenii cu magnetizările paralel sau antiparalel orientate, odată cu variația cîmpului extern (k par sau impar).

g) De a avea o distanță mutuală independentă de mărimea cristalului, dacă se reduc dimensiunile acestuia, la temperatura mediului ambiant.

Proprietăţile observate [77] par să fie legate de existenţa unei anizotropii induse la temperaturi mult superioare aceleia la care se fac măsurătorile. Pereţii Bloch formaţi sub temperaturile Curie sînt stabilizaţi prin anizotropie uniaxială indusă. Chiar sub temperatura de difuzie, cristalul este divizat în elemente de volum caracterizate prin anizotropie uniaxială, separate prin pereţi ce prezintă o anizotropie „elicoidală", denumiţi *pereţi* Γ. Aceştia conţin un perete care posedă, într-o primă aproximaţie, caracteristicile unui perete Bloch ce separă elemente de volum monodomenice. Prin scăderea în continuare a temperaturii, există o nouă diviziune în domenii, prin formarea de pereţi mobili de 180°, în mod simultan, cu o absorbţie şi o emisie a unora din pereţii Γ, formînd astfel pereţii $k\pi$. Fiecare element de volum uniaxial este atunci divizat în mai multe domenii.

Să urmărim cum are loc absorbţia pereţilor de 180° mobili printr-un perete Γ sub efectul cîmpului extern (fig. XIII.13). Pereţii mobili au ca origine un defect al cristalului. În (a) se observă nucleaţia şi creşterea

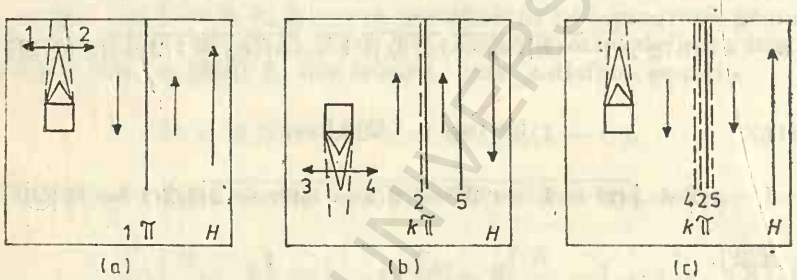


Fig. XIII.13. — Modul de absorbţie a pereţilor mobili de 180° de un perete Γ, sub acţiunea cîmpului magnetic extern.

unui vîrf al magnetizării, paralel cu cîmpul, (b) peretele mobil 2 este absorbit; se formează şi se dezvoltă un nou vîrf invers (pereţii 3 şi 4). Peretele mobil 4 este absorbit la rîndul lui ca de altfel şi peretele 3 creat în domeniul vecin. Avem astfel un perete $k\pi$ care conţine „4 pereţi".

XIII 3.2. Alte metode de calcul al structurii pereţilor interdomenici

Metode de tip Ritz

În această metodă energia liberă se evaluează folosind ipoteza XIII. 1(C) a teoriei micromagnetice. Structura peretelui este descrisă printr-o formă funcţională ce include unul sau mai mulţi parametri care nu sînt determinaţi [18]. Aceasta satisface condiţiile la margine şi permite evaluarea termenilor energiei fiind în acelaşi timp plauzibilă din punct de vedere fizic. Prin minimizarea energiei totale în raport cu parametrii variabili se obţine lărgimea efectivă, energia de echilibru precum şi profilul structurii. Metoda Ritz prezice o valoare a energiei peretelui mai mare sau egală cu valoarea adevărată. Pe de altă parte, forma obţinută a profilului poate fi comparată cu datele experimentale. Acest fapt permite validarea sau nevalidarea formei funcţionale atribuită structurii peretelui.

Plauzabilitatea fizică a structurii este greu de definit în mod exact și ca atare există numeroase modele de tip Ritz, ce conduc la diferite rezultate. O problemă dificilă în elaborarea unor modele Ritz adecvate constă în evaluarea în mod analitic a diferitelor contribuții la energia totală. Acest fapt, ce limitează posibilitatea metodei, a condus la imaginarea unui număr de modele infructuoase atît unidimensionale [49, 78 — 80] cît și bidimensionale [61, 81].

Renunțarea la ideea imaginării unor structuri ce conduc la formule analitice pentru toți termenii energiei a permis elaborarea de modele în care unele din integralele ce apar în expresia energiei sînt evaluate numeric. Minimizarea energiei totale se face, de asemenea, numeric. În acest mod se restrînge flexibilitatea metodei în investigarea influenței parametrilor de material, geometrici și externi asupra structurii de domenii. În schimb se obțin informații teoretice veridice asupra structurii pereților.

La păturile foarte subțiri din materiale feromagnetice moi, pentru care este satisfăcută relația (XIII.2.7), pereții Néel izolați sînt simetrici și deci pot fi descriși prin modele unidimensionale [82—84]. În păturile cu anizotropie perpendiculară, ce nu satisfac relația (XIII.2.7), structurile de domenii pot fi bine aproximate prin modele unidimensionale. Un model periodic a fost descris de Jacubovics [85].

În condițiile în care relația (XIII.2.7) este satisfăcută, există un domeniu de grosimi a păturii subțiri în care pereții interdomenici unipolari trebuie descriși prin modele bidimensionale. În cazul păturilor cu anizotropie uniaxială în plan, cea mai completă investigație de tip Ritz a acestor pereți a fost făcută de Hubert [84]. Acesta a ajuns la concluzia că pereții bidimensionali sînt asimetrici, deci magnetizarea, în trecerea de la un domeniu la altul nu se rotește simetric față de centrul peretelui. Hubert a studiat structura pereților plecînd de la soluții ce satisfac relația (XIII.2.9), deci în configurații în care energia magnetostatică este nulă. Se conchide că există două tipuri de pereți bidimensionali de 180° asimetrici, pe care îi denumește *pereți Bloch asimetrici* și *pereți Néel asimetrici*.

În cazul pereților Bloch de 180° asimetrici există alte două soluții de tip Ritz. O soluție [86] caută să aproximeze structura peretelui prin funcții elementare, ce depind de un număr de opt parametri Ritz, iar termenii energiei sînt calculați numeric. O altă soluție [87—90] caută un model Ritz care, satisfăcînd aproximativ relația (XIII.2.9), să permită calculul *exact* al termenului ce descrie energia magnetostatică. Aceasta conduce la expresii pentru energia de schimb și energia de anizotropie ce conțin integrale unidimensionale a căror evaluare este posibilă numai numeric. Obținerea unei expresii analitice compacte pentru energia magnetostatică face ca timpul de calcul implicat de model să fie foarte mic, comparativ cu modelul precedent [86] sau cu alte metode numerice, pe care le vom expune mai jos. Cu ajutorul modelului se studiază pereți Bloch de 180° asimetrici atît în păturile subțiri uniaxiale [89] cît și în pături biaxiale [88].

Metode ce generează structura peretelui, pe calculator în decursul procesului de minimizare a energiei

O altă modalitate de caracterizare a peretelui consideră o distribuție discretă a magnetizării, asociată unui număr finit de puncte. În fiecare din aceste puncte direcția magnetizării poate să varieze arbitrar. Inte-

gralele şi derivatele ce apar în expresia energiei sînt înlocuite prin sume, respectiv prin diferenţe între aceste componente necunoscute ale magnetizării. Energia totală se minimizează în raport cu distribuţia discretă, folosind un calcul iterativ. Metoda prezintă, avantajul că distribuţia de echilibru a magnetizării şi energia corespunzătoare sînt generate pe parcursul procesului de minimizare. Rezultatele obţinute prin teoria micromagnetică cît şi în aproximaţia discretă pot fi considerate riguroase. Dezavantajul acestei abordări constă în aceea că fiecare set specific de parametri ai păturii, implică un calcul nou şi destul de lung. Metoda impune specificarea de la început a dimensionalităţii modelului. Pentru pături subţiri cu anizotropie uniaxială şi pereţi de 180° s-a arătat [90] că structurile de echilibru generate pe calculator sînt fie de tip Bloch, fie de tip Néel. Peretele Bloch de 180° unidimensional s-a studiat [90] considerînd o distribuţie discretă cu puncte echidistante. În cazul peretelui Néel de 180° unidimensional, o distribuţie cu puncte echidistante depăşeşte memoria calculatorului şi ca atare nu poate fi utilizată. Metoda numerică de calcul a energiei s-a generalizat [91] pentru o distribuţie discretă cu pas variabil, obţinîndu-se o soluţie riguroasă pentru peretele Néel de 180°, unidimensional.

Modelul a fost folosit [92, 93] la obţinerea de soluţii micromagnetice discrete pentru pereţi Bloch de 180°, bidimensionali. Nefăcînd nici o ipoteză cu privire la simetria peretelui s-a arătat că în pături subţiri de permalloy, peretele Bloch are o structură de vîrtej. Aceasta elimină aproape în întregime contribuţia la energia liberă a peretelui ce provine de la termenul magnetostatic în acord cu soluţia Ritz a lui Hubert [84]. Neajunsul acestui mod de abordare a problemei constă în aceea că generarea soluţiei de echilibru într-un timp acceptabil este posibilă numai pentru calculatoare de foarte mare viteză. În cazul pereţilor Néel, cozile lungi existente fac ca timpul de calcul să fie prohibitiv şi pentru cele mai rapide calculatoare electronice existente la ora actuală.

Criteriu de selfconsistenţă pentru pereţi interdomenici izolaţi

Faptul că energia liberă este minimă (atît în metoda Néel cît şi Ritz) nu garantează faptul că structura de perete obţinută are semnificaţie fizică. S-a arătat că în cazul în care se folosesc ecuaţiile micromagnetice, de echilibru, într-un perete interdomenic izolat [62, 94] se pot deduce expresii alternative, echivalente cu relaţia (XIII.1.4) pentru energia liberă a peretelui. Dacă se impune condiţia ca valorile tuturor acestor expresii să fie egale sau apropiate, se obţine un criteriu necesar de selfconsistenţă a teoriei peretelui interdomenic izolat.

Vom pleca de la o pătură subţire de grosime $d = 2\delta$, ce ocupă o regiune din spaţiu $|y| \leqslant \delta$, infinită în planul (x, z). Anizotropia este uniaxială, cîmpul de anizotropie fiind orientat în lungul axei (z). Magnetizarea satisface relaţia $\mathbf{M}_r^2(\mathbf{r}) = 1$ şi poate varia în direcţie în regiunea $|x| < a$. Inpunem ca magnetizarea în regiunea $x \leqslant -a$ să fie uniformă şi dirijată după direcţia $-z$, în timp ce în regiunea $x \geqslant a$ este tot uniformă şi dirijată după direcţia $+z$. Se consideră deci un perete de 180°, izolat, cu condiţiile la margine $\gamma = \pm 1$ pentru $x = \pm a$. Să presupunem că peretele este periodic în direcţia z, cu perioada $2c$. Cosinuşii directori α, β, γ, şi derivatele lor au aceleaşi valori în $z = 0$ ca şi în $z = -c$. Peretele de 180°, izolat, unipolar, se obţine făcînd ca $c \to \infty$. În absenţa cîmpurilor externe,

energia totală este dată de primii trei termeni ai relației (XIII.1.4), deci însumează energia de schimb, de anizotropie și magnetostatică. Pentru a avea un minim al energiei, o condiție necesară este ca variația în ordinul unu a energiei totale să fie nulă, la orice variație arbitrară $\delta\mathbf{M}$ a magnetizării, consistentă cu restricția micromagnetică $\mathbf{M}_r^2(\mathbf{r}) = 1$, cu condiția de margine și respectiv cu periodicitatea cerută în raport cu z. Acestea conduc la ecuațiile lui Brown [6]:

$$2\mathfrak{J}\left[\nabla^2\alpha - \frac{\alpha}{\gamma}\nabla^2\gamma\right] - 2K\alpha + \mu M_s\left[H_{ms,x} - \frac{\alpha}{\gamma}H_{ms,z}\right] = 0,$$

$$2\mathfrak{J}\left[\nabla^2\beta - \frac{\beta}{\gamma}\nabla^2\gamma\right] - 2K\beta + \mu M_s\left[H_{ms,y} - \frac{\beta}{\gamma}H_{ms,z}\right] = 0, \qquad \text{(XIII.3.37)}$$

și la condițiile limită (XIII.2.4), condiție de margine ($\gamma = \pm 1$ pentru $x = \pm a$) și de condiția de periodicitate după axa z.

S-a notat prin $\mathbf{H}_{ms}$ cîmpul magnetostatic parazit. Acesta este dat de

$$H_{ms} = -\nabla V(\mathbf{r}), \qquad \text{(XIII.3.38)}$$

cu $V(\mathbf{r}) = \operatorname{div}\mathbf{M}(\mathbf{r})$.

Dacă peretele este unidimensional ($\alpha \to 0$), conform cu (XIII.3.37), rezultă că $H_{ms,x} = 0$. Această condiție (menționată deja) evidențiază că un perete unidimensional poate aproxima, în mod satisfăcător un perete interdomenic real, numai în cazul în care energia sa magnetostatică este neglijabilă.

În cazul în care înmulțim relațiile (XIII.3.37) cu α și, respectiv, β, adunînd și apoi integrînd pe volumul peretelui se poate găsi următoarea expresie pentru energia peretelui

$$\epsilon_p' = \frac{1}{2}\int_{-c}^{c}\int_{-\delta}^{\delta}\int_{-a}^{a}\gamma^{-1}(\mu M_s H_{ms,z} - 2\mathfrak{J}\nabla^2\gamma)\,dx\,dy\,dz. \qquad \text{(XIII.3.39)}$$

Energia liberă a peretelui poate fi exprimată atît prin relația (XIII.1.4) și respectiv, (XIII.3.39), care pentru soluții ce satisfac ecuațiile (XIII.3.37) trebuie să fie identică. Pentru soluții rezonabil de apropiate de configurația de echilibru a magnetizării, expresiile (XIII.1.4) și (XIII.3.39) trebuie să fie aproximativ egale. Vom defini un *parametru de selfconsistență* $S = \epsilon_p'$ (XIII.1.4)/ϵ_p' (XIII.3.39). O condiție *necesară* pentru ca un model de perete să aibă semnificație fizică este ca $S \simeq 1$.

Analiza datelor obținute prin studiile teoretice folosind condiția de selfconsistență arată [62] că modelele de pereți Néel, calculate pînă în anul 1968 prin metodele deja expuse [78–80, 22, 60], nu au semnificație fizică. Pentru pereții de tip Bloch condiția de selfconsistență nu infirmă modelele elaborate pînă în anul 1968 [60, 61] dar nici nu le validează, deoarece criteriul $S \simeq 1$ este necesar nu și suficient. Dezvoltările teoretice ulterioare [84, 93] au arătat că structura pereților Bloch nu corespunde acestor modele.

Criteriul de mai sus ($S \simeq 1$) a fost extins prin găsirea altor două expresii echivalente cu (XIII.1.4) și (XIII.3.39) pentru energia pereților

de 180° [94] și, respectiv, o relație echivalentă cu (XIII.1.4) pentru pereți Néel unidimensionali, de unghi arbitrar [82].

Structuri de pereți obținute prin rezolvarea ecuațiilor variaționale de echilibru pentru direcția magnetizării

Structura peretelui de domeniu poate fi obținută și prin rezolvarea ecuațiilor (XIII.3.37). Aceste ecuații sînt însă neliniare și nelocale. Au fost obținute soluții pentru pereții unidimensionali însă nu s-au putut studia structurile de pereți bi- sau tridimensionali. S-a obținut o soluție pentru pereții de domeniu unidimensionali, analitică pentru pături de grosime $d \to 0$ și numerică pentru pături de grosime finită [95]. Acest studiu a evidențiat existența cozilor laterale ale peretelui Néel în acord cu observațiile experimentale [71, 96, 97]. O soluție analitică pentru pereții Néel de 180°, simetrici, a fost găsită de Riedel și Seeger [98].

Ecuațiile statice de echilibru ale magnetizării au fost obținute [49] impunînd ca în orice punct al peretelui cuplul de rotație total, datorat diferitelor tipuri de interacții prezente în sistem, să fie nul. Aceasta conduce la o formulare echivalentă cu relațiile (XIII.3.37). Relațiile obținute sînt formulate pentru modele de pereți de domeniu unidimensionali. În cazul pereților de unghi $\varphi < 180°$ și probe de grosime infinită s-a evidențiat o soluție compactă pentru peretele Néel unidimensional. Considerînd pereți în structuri periodice s-au rezolvat numeric ecuațiile diferențiale de echilibru pentru pereții Bloch și Néel. S-a evidențiat că pereții de unghi mai mic ca o valoare critică φ_{cr} sînt de tip Néel chiar în probe masive. Rezultatul a fost confirmat de Hubert [84] printr-o metodă de tip Ritz.

XIII.4. Modele de pereți unidimensionali în păturile subțiri

XIII.4.1. Pereți Néel unidimensionali neîncărcați în pături cu anizotropie uniaxială în plan

Vom caracteriza, peretele Néel unidimensional prin cosinusul director $\alpha(x)$ dintre direcția magnetizării și axa x, perpendiculară pe axa ușoară (axa z) în planul păturii.

Studiile prin microscopie Lorentz [71, 96, 97] au arătat că pereții Néel existenți în păturile foarte subțiri de permalloy constau dintr-o regiune centrală, îngustă, în care se produce cea mai mare parte a rotației magnetizării în perete, flancată de două cozi laterale, deosebit de largi, în care magnetizarea completează lent rotația pînă la unghiul peretelui. Această observație experimentală a fost regăsită pe cale numerică de către Collette [95], Kirchner și Döring [91], Holtz și Hubert [83] și Hubert [82]. Calcule numerice [91, 83] au prezis faptul că în regiunea cozilor, cosinusul director $\alpha(x)$ scade cu distanța x de la centrul peretelui după o lege logaritmică.

Diversele modele Ritz analitice propuse pentru peretele Néel unidimensional de 180°, izolat [79, 99, 100], constituie generalizări ale modelului mai vechi al lui Dietze și Thomas [78] și au fost prevăzute de

către Aharoni [94]. Nici unul din aceste modele nu a reuşit să producă rezultate satisfăcătoare pentru structura peretelui.

Observînd că în peretele Néel unidimensional cu $\beta = 0$ relaţia fundamentală ($M_r^2 = 1$) devine $\alpha^2 + \gamma^2 = 1$, este uşor de văzut că ecuaţia micromagnetică de echilibru (XIII.3.37a) pentru un perete de lungime infinită se scrie [98]

$$2\mathfrak{J}\left[\frac{\alpha''}{1-\alpha^2} + \frac{\alpha\alpha'^2}{(1-\alpha^2)^2}\right] - 2K\alpha + \mu_0 M_s(H_{ms} + H_0) = 0, \quad \text{(XIII.4.1)}$$

unde H_{ms} este cîmpul magnetostatic parazit în direcţia x, H_0 cîmpul extern (constant) după axa grea, M_s magnetizarea de saturaţie, K constanta ce descrie anizotropia uniaxială, iar $\mathfrak{J}$ constanta de schimb.

Cîmpul parazit poate fi descompus într-un termen local şi unul nelocal [91]:

$$H_{ms} = H_l + H_{nl}, \quad \text{(XIII.4.2)}$$

unde:

$$H_l = -M_s\alpha(x), \quad \text{(XIII.4.3)}$$

$$H_{nl} = \frac{2M_s}{d}\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x')F(x-x')\,dx', \quad \text{(XIII.4.4)}$$

cu nucleul integral simetric

$$F(x-x') = \ln\left[1 - \frac{d^2}{(x-x')^2}\right]. \quad \text{(XIII.4.5)}$$

De observat că în pătura de grosime infinită ($d \to \infty$) termenul nelocal se anulează, pe cînd în pătura de grosime zero ($d \to 0$) acesta este egal cu termenul local cu semn schimbat, astfel că în acest caz $H_{ms} = 0$. Soluţiile ecuaţiei (XIII.4.1) în cele două cazuri limită pot fi găsite respectiv în lucrările lui Oredson şi Torok [48] ($d \to \infty$) şi Collette [95] ($d \to 0$). Cazul grosimilor finite a fost investigat de Riedel şi Seeger [98] printr-o metodă perturbativă.

Riedel şi Seeger [98] caută soluţia (XIII.4.1) în forma

$$\alpha(x) = \alpha_0(x) + \alpha_1(x), \quad \text{(XIII.4.6)}$$

unde prin $\alpha_0(x)$ se încearcă descrierea părţii centrale a peretelui, iar prin $\alpha_1(x)$ cozile acestuia. În aproximaţia de ordinul zero $\alpha_1(x)$ este neglijat şi se caută $\alpha_0(x)$ din relaţia (XIII.4.1), în ipoteza că termenul nelocal (XIII.4.4) al cîmpului parazit este constant. Se găseşte

$$\alpha_0(x) = \alpha_\infty + \alpha_e + \frac{1-(\alpha_\infty + \alpha_l)^2}{\alpha_\infty + \alpha_l + \mathrm{ch}(x/x_0)}, \quad \text{(XIII.4.7)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde parametrii α_∞ şi α_l sînt raportaţi la H_{nl} şi H_l prin relaţiile:

$$\alpha_\infty = \frac{M_s}{2(K + \mu_0 M_s^2/2)} H_{nl}, \quad \text{(a)}$$

$$\alpha_l = \frac{M_s}{2(K + \mu_0 M_s^2/2)} H_l, \quad \text{(b)} \qquad \text{(XIII.4.8)}$$

$$2x_0 = \frac{2}{\sqrt{1 - (\alpha_\infty + \alpha_l)^2}} \sqrt{\frac{\mathcal{J}}{K + \mu_0 M_s^2/2}} \qquad \text{(XIII.4.9)}$$

poate fi desemnat drept lărgimea regiunii centrale a peretelui. Deocamdată α_∞, din ecuaţia (XIII.4.8), este lăsat nedeterminat.

Forma (XIII.4.6) a lui $\alpha(x)$, cu soluţia (XIII.4.7) pentru $\alpha_0(x)$, este introdusă acum în ecuaţia (XIII.4.1) şi se obţine o ecuaţie integro-diferenţială (exactă) pentru $\alpha_1(x)$. Observînd că derivatele lui $\alpha_1(x)$ sînt mici în raport cu cele ale lui $\alpha_0(x)$, dacă $\alpha_0(x)$ realizează o bună aproximaţie a lui $\alpha(x)$ în regiunea centrală a peretelui, termenii de schimb sînt neglijaţi şi se rezolvă ecuaţia integrală rezultantă. Soluţia obţinută este

$$\alpha_1(x) = \frac{\mu_0 M_s}{2K} H_l +$$

$$+ 2 \sqrt{\frac{\mathcal{J}}{K + \mu_0 M_s^2/2}} \int_0^\infty \frac{\cos(kx)\,\mathrm{sh}[\arccos(\alpha_\infty + \alpha_l)\,kx_0]\,[1 - \exp(-dk)]}{\mathrm{sh}(\pi k x_0)\,\{(2K/\mu_0 M_s^2 + 1)\,dk - 1 + \exp(-dk)\}}\, \mathrm{d}k. \qquad \text{(XIII.4.10)}$$

Avînd soluţia completă (XIII.4.6) dată de ecuaţiile (XIII.4.7) şi (XIII.4.10), se poate determina parametrul α_∞ prin relaţia (XIII.4.8 (a)), ce descrie cîmpul nelocal, din condiţia ca în centrul peretelui magnetizarea să fie paralelă cu direcţia x, adică

$$\alpha(0) = \alpha_0(0) + \alpha_1(0) = 1. \qquad \text{(XIII.4.11)}$$

Condiţia (XIII.4.11) conduce la o ecuaţie implicită pentru α_∞, care este rezolvată numeric pentru diverse valori ale parametrilor de material $(2K/\mu_0 M_s^2)$, geometrici (grosimea păturii, d) şi externi (cîmpul H_0 după axa grea). Odată ce α_∞ este cunoscut, $\alpha_1(x)$ dat de ecuaţia (XIII.4.10) se obţine efectuînd numeric integrala şi astfel este determinat $\alpha(x)$. Rezultatele obţinute pentru $\alpha(x)$ [98] prin diverse metode sînt prezentate în figura XIII.14. Prin linii pline s-au reprezentat rezultatele lui Riedel şi Seeger [98], prin linii întrerupte cele ale lui Holz şi Hubert [83] iar prin linie punctată cele obţinute de Colette [95]. Datele corespund pentru valori ale parametrilor de material şi grosime a păturii date în tabelul XIII.3.

Neglijarea termenului de schimb în ecuația lui $\alpha_1(x)$ este justificată dacă în centrul peretelui este satisfăcută condiția [98]: $|\alpha_1''(0)| \ll \ll |\alpha_0''(0)|\,\alpha_\infty/(1-\alpha_\infty)$, care este echivalentă cu

$$H_{n1}(0) \gg \frac{|\alpha_1''(0)|}{1-\alpha_\infty}\,\frac{\mathfrak{J}}{\mu_0 M_s}. \qquad \text{(XIII.4.12)}$$

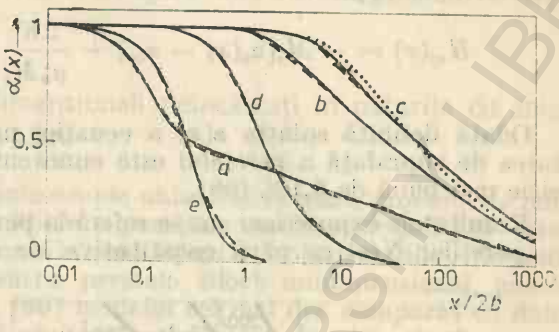


Fig. XIII.14. — Valorile $\alpha(x)$ calculate de diferiți autori pentru pereții Néel unidimensionali de 180°.

TABELUL XIII.3

Parametrii folosiți pentru a calcula datele din figura XIII.14

Curba	$\mu_0 M_s^2/K$	$d/\sqrt{A/\mu_0 M_s^2}$
(a)	640	8
(b)	640	1
(c)	845	0,58
(d)	1,99	1
(e)	0,0424	1

Această condiție este îndeplinită pentru grosimi ce depășesc un prag, monoton crescător cu constanta de anizotropie uniaxială. (Pentru permalloy, pragul este de 125 Å).

Cozile logaritmice ale peretelui pot fi obținute din relația (XIII.4.10) dacă sînt îndeplinite condițiile:

$$\frac{x}{d} \ll \frac{\mu_0 M_s^2}{2K} \qquad \text{(XIII.4.13)}$$

și

$$\frac{x}{d} \gg \mathrm{Max}\left(\frac{x_0}{d}, 1\right), \qquad \text{(XIII.4.14)}$$

(deci în pături groase, cu anizotropie uniaxială mică și magnetizare de saturație mare). Atunci relația (XIII.4.10) poate fi integrată aproximativ și rezultă

$$\alpha(x) = \alpha_\infty + \alpha_l - \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{\tilde{\alpha}_0(0)}{d}\left[0{,}588 + \ln\left(\frac{|x|}{d}\,\frac{2K}{\mu_0 M_s^2}\right)\right], \qquad \text{(XIII.4.15)}$$

unde $\tilde{\alpha}_0(0)$ este transformată Fourier a lui $\alpha_0(x)$ calculată în punctul $k=0$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Este de notat că în relația (XIII.4.15) nu apare forma detaliată a regiunii centrale. Singurul factor ce ține de regiunea centrală este coeficientul Fourier pentru $k = 0$, adică aria situată sub curba $\alpha_0(x) - \alpha_\infty$. Aceasta arată că prezența cozilor este determinată în principal de cîmpul parazit nelocal produs de fiecare coadă însăși.

Cîmpul parazit nelocal total este dat, în aceeași aproximație cu (XIII.4.10), de expresia

$$H_{nl}(x) = -M_s[\alpha_0(x) - \alpha_\infty] + \frac{2K}{\mu_0 M_s}[\alpha_1(x) + \alpha_\infty]. \quad \text{(XIII.4.16)}$$

Odată definită soluția $\alpha(x)$ a ecuației micromagnetice, energia pe unitatea de suprafață a peretelui este cunoscută în forma analitică cu o precizie mai bună de 0,1% [98].

Rezultatele expuse mai sus se referă la peretele Néel izolat. Considerarea pereților Néel ca părți constitutive ale unei structuri de domenii

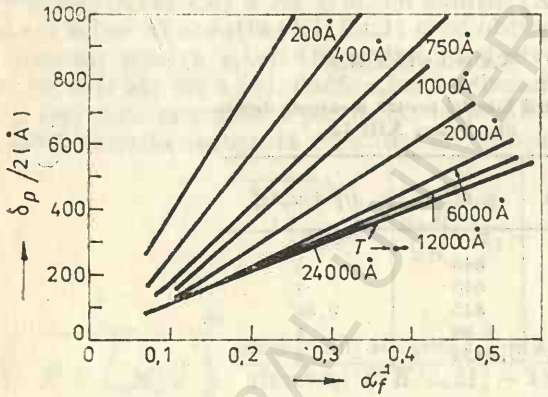


Fig. XII.15. — Dependența grosimii peretelui în funcție de α_f^{-1} pentru diferite grosimi ale păturii subțiri.

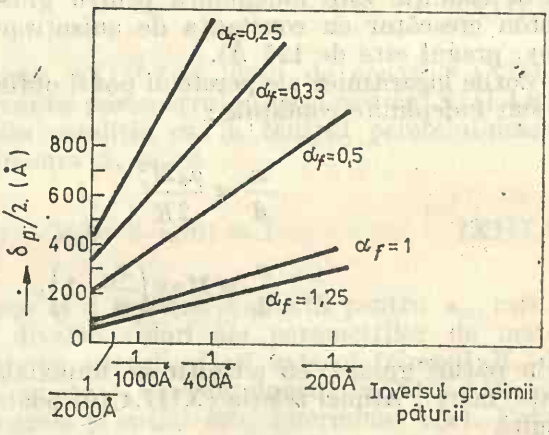


Fig. XIII.16. — Dependența grosimii peretelui de inversul grosimii păturii, pentru diferite valori α_f.

periodice a fost făcută de Wang [49] (metodă Ritz) și Oredson și Tőrok [48] (rezolvare numerică a ecuațiilor de echilibru ale magnetizării în perete). Oredson și Tőrok au dat rezultate sub formă grafică. În acest context se prezintă variația cosinusului director $\alpha(x)$ cu unghiul φ al peretelui ($2\alpha_f$ în [48]) și cu intensitatea cîmpului extern aplicat după axa grea, cît

și lărgimea peretelui definită prin $\delta_p = \varphi/(d\alpha/dx)_{x=0}$ în funcție de unghiul peretelui și grosimea păturii. În figura XIII.15 se prezintă dependența grosimii peretelui de $\alpha_f^{-1} = (\varphi^{-1})$, pentru diferite grosimi ale păturii subțiri iar în figura XIII.16 valorile δ_p în funcție de inversul grosimii păturii pentru diferite valori α_f. Curbele evidențiază o proporționalitate a lărgimii δ_p cu $\alpha_f^{-1} = (\varphi^{-1})$ și cu d^{-1}. Acest rezultat constituie un test indirect pentru valabilitatea abordării perturbative expuse mai sus, la grosimi ce depășesc un anumit prag.

XIII.4.2. Pereți Bloch unidimensionali neîncărcați în păturile cu anizotropie uniaxială în plan

În cazul păturilor cu anizotropie uniaxială în plan, procesul de minimizare riguroasă a energiei libere a pereților unidimensionali 180° (cîmp extern zero) [90] conduce numai la două tipuri de soluții stabile : fie perete Néel, fie perete Bloch. Pentru peretele Bloch unidimensional, metoda Néel este cea care a produs [60] modelul cel mai des comparat cu datele experimentale, acordul fiind găsit ca satisfăcător. În plus, după cum am văzut în paragraful XIII.3.2, criteriul de self-consistență al lui Aharoni nu infirmă acest tip de perete.

Suficiența rezultatelor furnizate de o analiză aproximativă [90, 93] explică probabil de ce în literatură nu a fost acordată aceeași atenție soluționării analitice a ecuației micromagnetice a magnetizării în peretele Bloch ca și în cazul peretelui Néel. În lipsa acestei soluții, au fost obținute rezultatele riguroase pe cale numerică de către Brown și LaBonte [90] pentru peretele Bloch izolat și de către Oredson și Török [48] pentru pereții Bloch în structuri de domenii periodice.

Variația cosinușilor directori ai magnetizării cu poziția în peretele Bloch unidimensional [90] este dată în figura XIII.17, iar dependența energiei peretelui Bloch de grosimea păturii subțiri este dată în figura XIII.18. Rezultatul obținut de Brown și LaBonte (fig. XIII.17) și confirmat ulterior de calculele lui Oredson și Török constă în aceea că, deși polii liberi de volum sînt absenți, în peretele Bloch se poate defini, asemănător cu cazul peretelui Néel, o regiune centrală de rotație rapidă a vectorului magnetizare cu proziția, în care densitatea de energie magnetostatică este pozitivă, și două cozi laterale în care magnetizarea se rotește lent, în sens *opus* aceluia din regiunea centrală, corespunzînd astfel la o densitate de energie magnetostatică negativă. Spre deosebire de peretele Néel, în care cozile ating lărgimi de ordinul micronilor, cozile laterale ale peretelui Bloch sînt comparabile ca lărgime cu regiunea centrală a lui. Zerourile cosinusului director β, care definesc regiunea centrală a peretelui Bloch [90, 48], nu se deplasează cu poziția la aplicarea unui cîmp magnetic extern după axa grea [48]. Astfel, definirea lărgimii peretelui Bloch drept distanța dintre zerourile cosinusului director β conduce la rezultate ce nu depind de cîmpul extern aplicat după axa grea. În cazul păturilor de permalloy dependența acestei lărgimi de grosimea păturii subțiri urmează surprinzător de bine relația empirică [48] $\delta_p = (155 + 2{,}96\sqrt{d})$ Å.

Energia totală a peretelui Bloch unidimensional scade monoton cu grosimea păturii, termenul magnetostatic prezentînd, separat, o scădere monotonă cu grosimea păturii subțiri. Astfel, la grosimi suficient de mari

ale păturii subţiri energia magnetostatică a peretelui Bloch unidimensional devine neglijabilă şi aceasta poate constitui conform celor discutate în secţiunile precedente, o bună aproximaţie pentru structura reală a peretelui interdomenic. Acest rezultat este în concordanţă cu observaţia

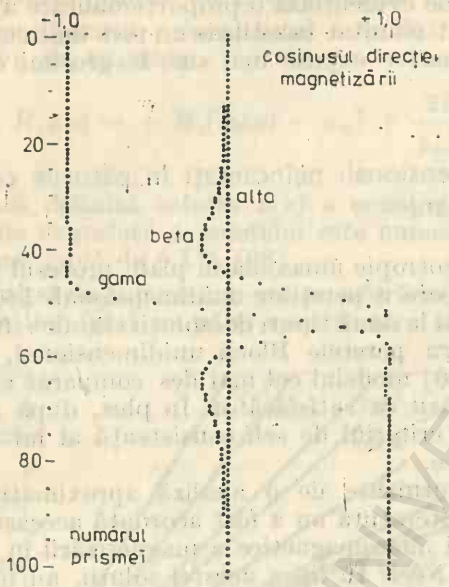


Fig. XIII.17. — Dependenţa cosinuşilor directori ai magnetizării peretelui Bloch unidimensional de 180°, de poziţia în perete.

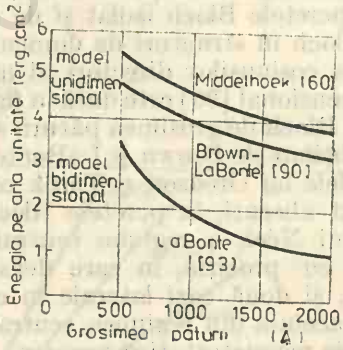


Fig. XIII.18. — Dependenţa energiei peretelui Bloch de grosimea păturii subţiri şi de dimensionalitatea modelului [93]. Se redau rezultatele obţinute într-un model unidimensional prin metoda Néel [60] şi rezultatele riguroase obţinute într-un model unidimensional [90] şi bidimensional [93].

[89, 89, 101] că există un prag de grosime la care energia pereţilor bidimensionali încetează să mai reprezinte minimul absolut al energiei, acesta fiind realizat de structura de perete Bloch unidimensională. Grosimile la care se realizează această condiţie sînt însă prea mari pentru ca peretele Bloch unidimensional să fie direct observabil prin microscopia Lorentz [33, 102].

XIII.4.3. Pereţi Néel unidimensionali încărcaţi

Există puţine calcule de pereţi încărcaţi [26—28]. Jacubovics [28] consideră un perete Néel încărcat, într-o pătură subţire cu o axă grea normală la planul păturii, limitată de planele $|x| \leqslant a$, $|y| \leqslant b$, $a \gg b$ şi

infinită în direcția z. Condițiile la marginea peretelui sînt $\theta = -\theta_0$ pentru $x = -a$ și $\theta = \psi - \theta_0$ pentru $x = +a$, în $x = \pm a$ magnetizarea fiind orientată de-a lungul unor axe de magnetizare ușoară. Aici ψ este unghiul peretelui. (Dacă peretele este neîncărcat, atunci $\theta_0 = \psi/2$).

Pentru evaluarea energiei peretelui încărcat, problemă considerabil mai dificilă de cît pentru cazul unui perete neîncărcat, Jacubovics [28] face următoarea ipoteză simplificatoare: și anume se presupune un perete unidimensional, în care unghiul $\theta = \theta(x)$ depinde de variabila x după următoarea regulă

$$\theta = \begin{cases} -\theta_0 & -a < x < -\theta_0\delta, \\ x/\delta & -\theta_0\delta < x < (\psi - \theta_0)\delta, \\ \psi - \theta_0 & (\psi - \theta_0)\,\delta < x < a. \end{cases} \qquad \text{(XIII.4.17)}$$

Prin δ s-a notat un parametru nedeterminat, legat de lărgimea totală a peretelui, prin relația

$$\delta_p = \psi\delta \qquad \text{(XIII.4.18)}$$

Cu aceste simplificări Jacubovics investighează dependența lărgimii peretelui de unghiul θ_0, care determină gradul de „încărcare" a peretelui. Pentru comparație, Jacubovics, consideră de asemenea, rezultatele obținute în aproximația Néel, în care distribuția vectorului magnetizare în calculul termenului magnetostatic este înlocuită printr-o „magnetizare efectivă".

Concluziile lui Jacubovics obținute pentru pături de borat feric pot fi rezumate astfel:

(i) Lărgimea peretelui, δ_p, crește cu densitatea energiei magnetostatice de pe fețele sale, creșterea fiind mai marcantă în eșantioanele de grosime mai mare.

(ii) δ_p scade cînd constanta de anizotropie K crește. Variația cu K este deosebit de pronunțată la toate grosimile de pături subțiri. În păturile de borat feric, care prezintă o simetrie hexagonală în planul păturii [103, 104], constanta de anizotropie în plan are valori foarte mici, sub $1 J/m^3$ (10 erg. $/cm^3$). De aceea, unii autori au socotit [104] că energia de anizotropie asociată ar fi neglijabilă. Jacubovics arată că termenul de anizotropie reprezintă o parte importantă din total, între 10% și 45%, de aceea, efectul anizotropiei în borați nu poate fi neglijat.

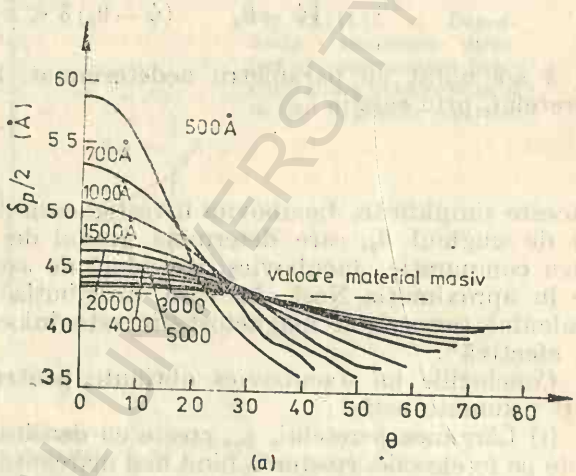
(iii). Rezultatele obținute prin metoda Néel pentru lărgimea peretelui prezintă aceeași comportare cu θ_0 și K, însă ele sînt întotdeauna mai mari. În plus există cazuri, în care metoda Néel prezice rezultate nerealiste.

XIII.4.4. Pereți interdomenici unidimensionali în pături cu o axă ușoară perpendiculară la planul păturii

În studiul structurilor de domenii existente în păturile subțiri cu anizotropie perpendiculară au fost aplicate, de regulă, metodele standard ale teoriei domeniilor. În vederea luării în considerare a energiei pereților, s-a recurs la diverse soluții ad-hoc [18]. Astfel, în lucrarea sa

din 1946, Kittel [17, 106] a adoptat pentru densitatea superficială a energiei pereților valoarea arbitrară de $3 \cdot 10^{-3}$ J/m² (3erg/cm²) situată cam la jumătatea valorilor găsite anterior pentru pereții interdomenici în eșantioane masive. Málek și Kambersky [107] au folosit în calculele lor tot o valoare constantă, de $1{,}5 \cdot 10^{-2}$J/m² (15 erg/cm²), luată din studiul pereților în MnBi masiv. Silcox [108] a încercat să ia în considerare variația energiei pereților cu grosimea păturii prin adoptarea unei dependențe funcționale, empirice, însă concordanța cu datele experimentale a fost limitată.

O încercare consistentă, prin metodă Ritz, de găsire a energiei libere a pereților în acest tip de pături a fost făcută de Jacubovics [109]. Acesta a considerat o configurație periodică de domenii, unidimensională, într-o pătură cu axa de anizotropie ușoară de-a lungul unei axe incli-



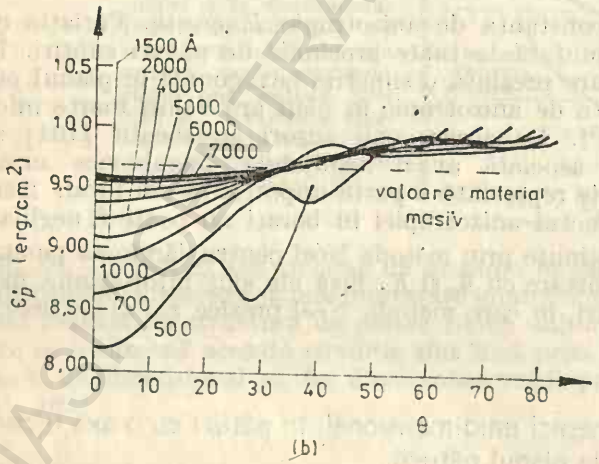


Fig. XIII.19. — Dependența lărgimii pereților $\delta_p/2$ de unghiul θ pentru diferite grosimi ale păturii subțiri (a) și respectiv variația energiei specifice a peretelui în funcție de θ, pentru diferite grosimi ale păturii (b).

nate cu un unghi θ de la normală. Presupunînd o variație parametrică a direcției magnetizării de-a curmezișul structurii periodice constînd din fîșii succesive de domenii (de lărgime D fiecare) și pereți (de lărgime b, $b \leqslant D$), el a determinat energia liberă din relația (XIII.1.4). În ipoteza $b \to 0$, a fost separată „contribuția domeniilor" la energia liberă. Diferența dintre

energia liberă totală și contribuția domeniilor a fost atribuită pereților interdomenici. Rezultatele finale au fost obținute numeric și reprezentate grafic [109] pentru pături subțiri de Co. Acestea evidențiază că, atunci cînd grosimea păturii crește, lărgimea pereților tinde către valoarea din masiv prin valori mai mari cînd unghiul θ de înclinare a axei ușoare de la normală este mic și prin valori mai mici cînd θ este mare (fig. XIII.19a). Dependența energiei libere pe unitatea de suprafață a peretelui de grosimea păturii este, de asemenea, condiționată de valorile lui θ. Pentru valori θ mici, energia liberă crește cu grosimea, în timp ce pentru θ mari aceasta scade cu grosimea (fig. XIII.19b). În ambele cazuri energia liberă tinde către valoarea din masiv cînd grosimea devine foarte mare.

XIII.5. Modele de pereți unipolari bidimensionali

La ora actuală, este un fapt experimental bine stabilit [33, 34, 110—114] că în păturile subțiri ale materialelor feromagnetice moi (permalloy, Ni, Fe, Co etc.) pereții interdomenici unipolari prezintă o structură bidimensională *asimetrică* în raport cu magnetizările domeniilor adiacente. În secțiunile precedente am arătat motivele teoretice care au determinat, anterior confirmărilor experimentale citate mai sus, căutarea unor structuri de pereți bidimensionali precum și metodele de lucru folosite. Ne propunem să rezumăm principalele rezultate obținute de către LaBonte [93], Hubert [52, 84], Jacubovics [28] și Aharoni [87—89] în investigarea pereților bidimensionali de tip Bloch, iar în secțiunea XIII.5.2, rezultatele obținute de către Hubert [52, 84] în investigarea pereților bidimensionali de tip Néel.

XIII.5.1. Pereți Bloch bidimensionali

Rezultatul riguros a lui LaBonte [93] arată că în păturile subțiri de permalloy de grosimi intermediare (1000, 1500 și 2000Å) pereții Bloch bidimensionali prezintă o structură bidimensională de vîrtej asimetric în planul peretelui, dar simetric față de planul median al păturii subțiri (fig. XIII.20) [93]. Această configurație elimină aproape complet polii liberi ai magnetizării, astfel că termenul de energie magnetostatică este neglijabil în comparație cu termenii de anizotropie și de schimb. Asimetria vîrtejului ce constituie peretele Bloch bidimensional de 180° este materializată prin faptul că centrul peretelui (definit drept suprafața pe care componenta de-a lungul axei ușoare a magnetizării schimbă de semn) este o suprafață curbă ce ocolește vîrtejul pe una din părți. Această suprafață (reprezentată punctat, în figura XIII.20, este normală la fețele păturii subțiri (în acord cu condiția (XIII.2.4), pe suprafețele libere) și este simetrică, la fel ca întreaga structură, față de planul median al păturii.

Caracterul de perete Bloch (generalizat) al acestei configurații a magnetizării a fost formulat cel mai clar de către Jacubovics [28] astfel: *în orice plan al peretelui Bloch asimetric, integrala peste componenta normală la planul peretelui a magnetizării este zero.* Se reamintește că în peretele Bloch simetric-unidimensional-această componentă este *identic zero* în orice plan a peretelui.

Aplicarea unui cîmp magnetic extern de-a lungul axei grele a păturii duce la un perete Bloch asimetric de unghi $\varphi^\circ(\varphi^\circ<180^\circ)$, a cărui energie este o funcţie pară de cîmpul extern şi monoton crescătoare cu intensitatea cîmpului [84]. Această proprietate a energiei în cîmp extern a fost luată de Hubert [84] drept definiţia peretelui Bloch asimetric în cîmp extern. Cîmpul extern distruge şi simetria peretelui faţă de planul median al păturii, astfel că vîrtejul direcţiei magnetizării devine complet asimetric.

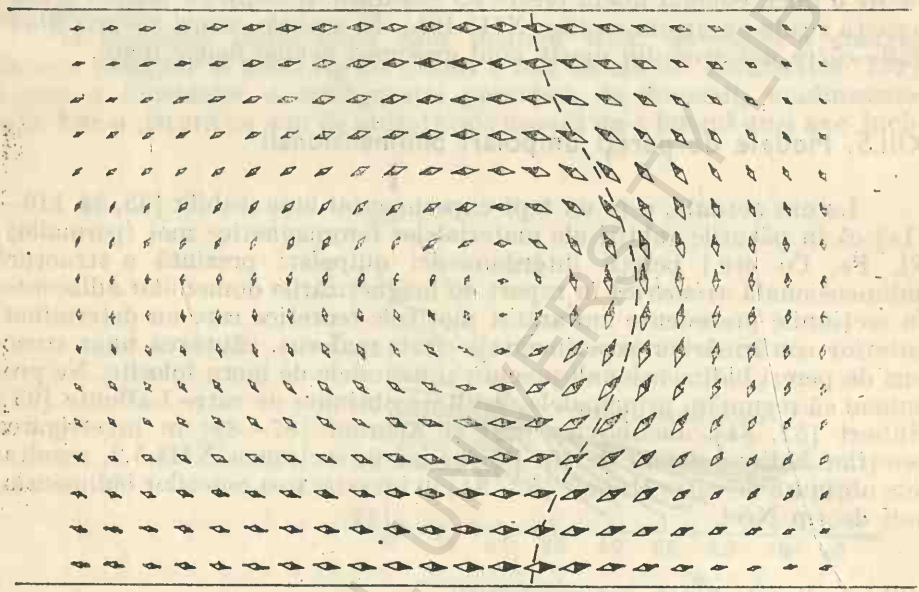


Fig. XIII.20. — Structura de vîrtej a peretelui Bloch bidimensional, de 180°. Figura redă componenta magnetizării după axa grea, într-un plan perpendicular pe planul păturii şi pe planul peretelui. Linia întreruptă reprezintă centrul peretelui definit de $\gamma = 0$, adică de condiţia ca componenta de-a lungul axei de uşoară magnetizare să schimbe de semn. Există patru configuraţii de perete Bloch bidimensional, energetic echivalente, care se deosebesc prin sensul de rotaţie al componentei de-a lungul axei uşoare a magnetizării în centrul vîrtejului.

Într-o pătură cu anizotropie biaxială în planul păturii, pereţii Bloch de 180° prezintă aceeaşi structură asimetrică [88]. Astfel, căutarea experimentală a pereţilor asimetrici este justificată atît în păturile subţiri policristaline cu anizotropie uniaxială indusă (permalloy, Fe [112], cît şi în păturile subţiri monocristaline cu anizotropie cubică [33, 34, 110—114]).

În ultimii ani metoda experimentală standard de investigare a pereţilor interdomenici a devenit microscopia Lorentz. O primă problemă de interes abordată prin microscopia Lorentz a fost cea a lărgimilor pereţilor interdomenici. Au fost dezvoltate trei tipuri de metode [112]:

(a) „Metoda ajustării profilului" [70, 58, 113, 115, 116], în care presupunînd o dependenţă a magnetizării de un parametru nedeterminat (lărgimea peretelui) (metodă de tip Néel sau Ritz) se determină acest parametru dintr-o condiţie de concordanţă „optimă" a profilului teoretic al intensităţii luminoase cu cel observat experimental. Criteriul cel mai

des utilizat folosește definiția $\delta_p = \varphi/(d\alpha/dx)|_{x=0}$ a lărgimii peretelui, luînd pentru $(d\alpha/dx)|_{x=0}$ valoarea dată de profilul experimental.

(b) Proceduri de inversiune [59, 71, 96, 97, 117, 118, 119] în care printr-o integrare numerică a profilului luminos se obține profilul magnetizării în perete. Metoda nu presupune nici o ipoteză despre acesta din urmă. Pe această cale au fost găsite experimental cozile lungi ale pereților Néel. Dificultatea majoră a metodei, care a făcut-o puțin populară, constă în marele efort cerut de procedura de integrare numerică și în dificultățile legate de evaluarea corectă a termenilor nemagnetici ce aduc contribuții la împrăștierea electronilor.

(c) Metoda extrapolării liniare [120—127]. Se consideră imaginile divergente ale pereților, adică [34] imaginile obținute în situația în care fasciculul de electroni, inițial colimat, devine divergent după traversarea peretelui. Între lărgimea pereților și distanța de defocalizare (distanța de la planul median al păturii la planul imaginii) a fost postulată [120] existența unei relații liniare, care, extrapolată pentru defocalizarea zero, dă lărgimea reală a peretelui. Dependența liniară poate fi viciată de o mare pondere a proceselor de împrăștiere inelastică a electronilor. Deoarece aceste procese scad mai rapid cu tensiunea de accelerare decît cele magnetice, contribuția lor poate fi micșorată serios folosind microscoape electronice cu tensiuni foarte mari de accelerare (650—1000 kV) [112, 128, 129]. Atunci procedura de extrapolare liniară conduce la lărgimi ale pereților care concordă foarte bine cu cele teoretice (raportul lor nu depășește valoarea doi)[112, 128, 129].

Folosirea unor tensiuni de accelerare de ordinul a 1 MeV a permis observarea directă a asimetriei pereților Bloch [113, 33, 34]. Demonstrația cea mai elegantă și convingătoare a fost dată de către Harrison și Leaver [34] pe pături monocristaline de Ni avînd grosimea de 1000—2800 Å, prin combinarea microscopiei Lorentz cu tehnica rotirii eșantionului după o axă perpendiculară pe perete, în planul păturii. Înclinarea fasciculului de electroni față de normala la pătură conține, în funcție magnetică de răspuns, informații atît despre componenta magnetizării în planul păturii, *cît și* despre componenta neomogenă a magnetizării normală la pătură. Astfel se poate compara direct profilul experimental al peretelui cu profilul teoretic.

Studiul lui Harrison și Leaver conține, în afara comparării directe a profilelor și o demonstrație calitativă convingătoare. Astfel, existența pereților Bloch asimetrici presupune existența a patru configurații distincte, egal probabile, ce diferă una de alta prin sensul magnetizării în centrul vîrtejului și prin sensul de rotație al magnetizării în vîrtej, în timp ce pereții Bloch simetrici conduc doar la două configurații distincte. Metoda rotirii eșantionului combinată cu observarea imaginilor convergente ale pereților este capabilă să detecteze divizarea unui perete Bloch de 180° în mai multe segmente și să precizeze dacă în aceste segmente profilul componentei normale a magnetizării este simetric sau asimetric. Prin studierea poziției și a numărului de franje existente în imaginile convergente ale pereților Bloch s-a dedus fără echivoc asimetria acestora și existența a patru tipuri de pereți Bloch, echivalenți din punct de vedere energetic, așa cum prezic considerațiile teoretice. Profilul observat al pereților Bloch asimetrici este în excelentă concordanță cu modelele teoretice de pereți.

XIII.5.2. Pereți Néel bidimensionali

Hubert [52, 84] a găsit că soluțiile Ritz ce satisfac relația (XIII. 2.9) corespund la două tipuri de simetrii ale peretelui bidimensional. Una a fost identificată cu simetria generalizată de tip Bloch și discutată în secțiunea precedentă, iar alta cu simetria de tip Néel, de care ne vom ocupa în continuare. Hubert [84] a definit simetria de tip Néel în funcție de comportarea energiei peretelui într-un cîmp extern aplicat după axa grea (energia să fie o funcție impară de cîmp). Au fost obiecții la această terminologie [94], însă se pare că aceste obiecții nu sînt îndreptățite. Într-adevăr, simetria de tip Néel poate fi generalizată, analog cu generalizarea dată de Jacubovics [86] pentru tipul de simetrie Bloch, astfel încît să cuprindă ca un caz limită tipul de perete Néel unidimensional. Astfel, vom afirma că *peretele bidimensional este de tip Néel asimetric dacă în orice plan al păturii subțiri integrala peste componenta normală la planul păturii a magnetizării este zero*. Această definiție se reduce la definiția peretelui Néel simetric, cînd componenta normală a magnetizării la planul păturii este identic zero. Soluțiile considerate de Hubert a fi de tip Néel verifică această cerință de simetrie. În condițiile restricției (XIII. 2.6) și în absența cîmpului extern, o astfel de soluție este redată în figura XIII.21.

În cazul peretelui Bloch bidimensional, existența soluției riguroase a lui LaBonte [93] a permis o evaluare, prin comparare [84], a valorii

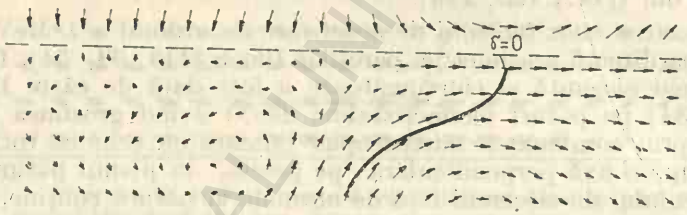


Fig. XIII.21. — Rotația magnetizării în peretele Néel bidimensional de 180°. În figură se redă componenta de-a lungul axei grele a magnetizării, în jumătatea superioară a păturii subțiri. Linia continuă reprezintă centrul peretelui definit, la fel ca și în cazul peretelui Bloch bidimensional de 180°, de condiția $\gamma = 0$. Linia de săgeți de deasupra reprezintă direcția magnetizării văzută de deasupra planului păturii. Situația în jumătatea inferioară a păturii se obține prin inversiune față de planul median al păturii subțiri.

structurii de energie magnetostatică zero a lui Hubert [84]. Această comparație a evidențiat existența a două defecte ale soluției lui Hubert. Primul constă în aceea că ea ignoră existența, în vecinătatea suprafețelor păturii, a unui „strat" de cîmp parazit care este responsabil de posibilitatea studierii acestor pereți prin tehnici Bitter sau Kerr. În al doilea rînd, în soluția exactă o parte a fluxului magnetizării evită centrul vîrtejului într-o manieră ce implică existența unor cîmpuri parazite de volum, de sensuri opuse, în centrul peretelui și în cozile acestuia. Aceasta conduce la aplatizarea întrucîtva a suprafeței ce dă centrul peretelui și prin urmare la lărgimi ceva mai mici decît în modelul lui Hubert. (Lărgimea este calculată cu o relație de tipul $\varphi/(d\alpha/dx))|_{x=0}$ unde unghiul α este mediat pe grosimea păturii). Aceste diferențe între cele două modele nu au putut fi complet corectate de metoda de tip Ritz a lui Aharoni [88, 89] și este

posibil, așa cum observa Hubert [84] să nu existe o modalitate simplă de eliminare a acestor diferențe.

În ceea ce privește peretele Néel asimetric, nu există soluție exactă, deci nici posibilitatea unei testări similare a valorii soluției lui Hubert arătată în figura XIII.21. Rezervele exprimate de Aharoni [94] față de această clasă de soluții a lui Hubert nu au însă la bază argumente cantitative, ci doar două observații de ordin formal. În ce privește prima observație a lui Aharoni, că peretele Néel asimetric n-ar corespunde simetriei propuse inițial de Néel [22], am văzut deja la începutul acestei secțiuni că este datorată unei confuzii și s-a arătat cum poate fi generalizată simetria de tip Néel pentru a îngloba rezultatele lui Hubert. A doua remarcă a lui Aharoni, că soluția bidimensională ar fi nesemnificativă întrucît diferența dintre energia structurii bidimensionale și cea a structurii unidimensionale este doar de ordinul a (1—2)%, are la bază, probabil, tot o confuzie provenind de la extrapolarea mecanică a situației existente în cazul pereților Bloch, unde modelul bidimensional asigură o reducere a energiei libere a peretelui în comparație cu modelele unidimensionale (fig. XIII.18). O astfel de analogie este nejustificată și poate fi combătută folosind argumentul continuității în raport cu grosimea păturilor subțiri caracterizate de aceeași parametri de material, a energiei libere a structurilor reale de pereți. Aceasta implică faptul că, în secvența de perete Néel simetric→perete Néel asimetric→perete Bloch asimetric→perete Bloch simetric, dacă peretele Néel asimetric urmează imediat după peretele Néel simetric la variația grosimii păturii, este normal să existe un domeniu de grosime în care energiile acestor două tipuri de pereți să fie comparabile. Astfel, este de așteptat ca pereții Néel simetrici și asimetrici să coexiste la anumite grosimi ale păturii. Într-adevăr, Green și Leaver [111, 114] au constatat, în pături (001) de nichel de grosimi între 1 800 și 4 000 Å, că pereții interdomenici de 90° constau din secțiuni de pereți Néel asimetrici dispuse între secțiuni de pereți Néel simetrici. Cu aceasta, existența soluțiilor de tip Néel bidimensionale a fost dovedită. Rămîne, desigur, de văzut dacă detaliile structurale ale soluției de energie magnetostatică zero a lui Hubert ar mai trebui amendate sau nu.

XIII.6. Domenii magnetice

Să analizăm domeniile magnetice, plecînd de la structurile schematizate în figura XIII.22. Fiecare din acestea redau o secțiune printr-un monocristal ordonat feromagnetic. Configurația (a) constă dintr-un singur domeniu. În acest caz energia magnetostatică la suprafața cristalului (relația (I.6.25)) este $\epsilon_m = (1/2)\int_v B_i M \mathrm{d}v$. Energia magnetostatică poate fi redusă aproximativ la jumătate, divizînd cristalul în două domenii magnetizate în sens opus (b) și respectiv de N^{-1} ori prin divizarea în N domenii (c). Procesul de divizare poate continua pînă ce energia introdusă de pereții de domenii este mai mare ca scăderea energiei magnetostatice.

Este posibil de a aranja astfel domeniile încît energia magnetostatică să se anuleze (d). Granițele domeniilor în formă de prisme triunghiulare, denumite *domenii de închidere*, în apropiere de fețele cristalului, fac un unghi de 45° cu magnetizarea domeniului de închidere. Componenta

normală a magnetizării este continuă în lungul graniței și ca atare nu va apare o energie magnetostatică. Aceste domenii acționează astfel încît să „închidă" fluxul. Măsura în care are loc divizarea configurației de închidere (e) depinde de bilanțul energetic. Astfel, nu este evident că o configurație de tipul celei redate în (e) va avea o energie mai mică decît

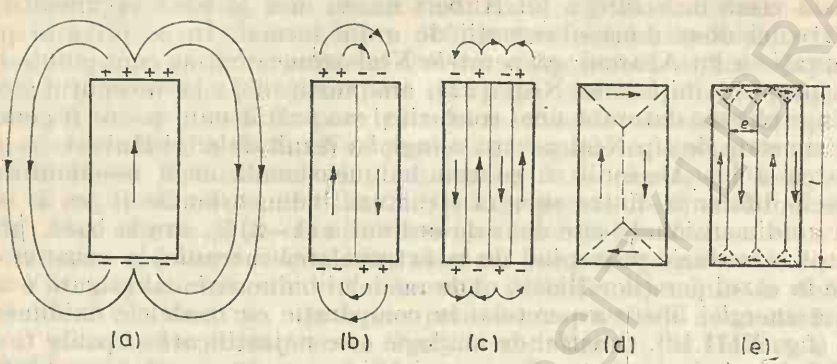


Fig. XIII.22. — Structura schematică de domenii magnetice: (a) — monodomeniu; (b) — două domenii cu structură deschisă; (c) — cristalul e format din N domenii cu structură deschisă; (d) și (e) — structuri cu domenii de închidere.

cea schematizată în (e). Datele experimentale evidențiază că pot fi observate amîndouă configurațiile.

Structura de domenii își are deci originea în necesitatea de a scădea energia sistemului trecînd de la o configurație monodomenică (a) cu energia magnetostatică ridicată, la configurații polidomenice cu energie mai scăzută (c) sau (e). Structura de domenii este în principal evidențiată prin suprafețele exterioare ale cristalului și ca atare aceasta poate fi schimbată mult odată cu modificarea orientării suprafeței în raport cu axele cristalografice sau prin modul de prelucrare.

Dacă energia magnetostatică a cristalului ϵ_m'' scade de n ori, corespunzător numărului de domenii, în timp ce energia peretelui va a crește de n ori, ca urmare a creerii unui număr corespunzător de pereți cu energia ϵ_p'', avem

$$\epsilon = \epsilon_m'' + \epsilon_p'' = \epsilon_m'/n + n\epsilon_p'. \qquad \text{(XIII.6.1)}$$

Energia minimă va caracteriza sistemul în care apar n' domenii, determinat prin minimizarea relației (XIII.3.1).

$$n' = (\epsilon_m'/\epsilon_p')^{1/2}. \qquad \text{(XIII.6.2)}$$

Structura de domenii a cristalului depinde și de energia de anizotropie magnetocristalină. Aceasta are tendința de a orienta magnetizarea domeniului după anumite axe cristalografice.

În cele ce urmează vom determina energia magnetostatică a unui cristal cu anizotropie uniaxială în care este prezentă o structură de domeniu deschisă. O analiză mai generală, care prin particularizare, permite descrierea energiei magnetostatice a diferitelor tipuri de structuri, de domenii ale păturilor subțiri, va fi prezentată în paragraful XIII.7.2.

XIII.6.1. Energia magnetostatică a domeniilor

Să considerăm structura de domenii a unui cristal a cărui suprafață este paralelă la planul xy. Vom presupune cristalul infinit în direcțiile $\pm x$, $\pm y$ și $-z$. Cristalul este împărțit în domenii, după direcția x, sensul magnetizării alternînd după direcțiile $\pm z$ (fig. XIII.23). Energia magnetostatică, pe unitatea de arie, este

$$\epsilon'_m = \frac{1}{2S}\int_v \mathbf{B}_i\mathbf{M}\,dv = \frac{1}{2}\int \mu_0 M \nabla V_m\,dx, \qquad \text{(XIII.6.3)}$$

iar $H = -\nabla V_m$.

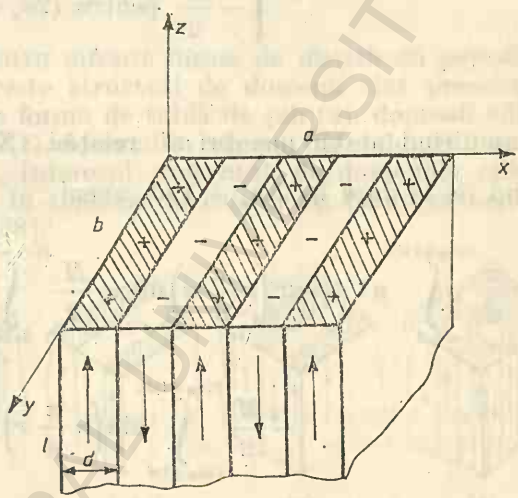


Fig. XIII.23. — Schema de calcul a energiei magnetostatice a domeniilor.

Pentru a calcula ϵ'_m este deci necesar a explicita expresia potențialului magnetic scalar. Conform relației (I.5.8) avem $\nabla^2 V_m = 0$, respectiv

$$\frac{\partial^2 V_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_m}{\partial z^2} = 0. \qquad \text{(XIII.6.4)}$$

Condițiile la limită cer ca

$$\left(\frac{\partial V_m}{\partial z}\right)_{z=+0} - \left(\frac{\partial V_m}{\partial z}\right)_{z=-0} = M. \qquad \text{(XIII.6.5)}$$

Deoarece magnetizarea este simetrică față de planul z avem

$$\left(\frac{\partial V_m}{\partial z}\right)_{z=+0} = \frac{M}{2}. \qquad \text{(XIII.6.6)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Soluția ecuației Laplace are forma [66]

$$V_m = \sum_{n=1}^{\infty} V_{mn} \sin n \frac{\pi}{d} x \exp\left(n \frac{\pi}{d} z\right), \qquad \text{(XIII.6.7)}$$

unde n este un număr întreg impar.

Coeficienții V_{mn} sînt astfel determinați încît să satisfacă relația (XIII.6.6). Se obține

$$\frac{\pi}{d} \sum_{n=1}^{\infty} n V_{mn} \sin n \frac{\pi}{d} x = \begin{cases} \dfrac{M}{2} & \text{pentru } 2a_n d < x < (2a_n + 1)\, d, \\[2ex] -\dfrac{M}{2} & \text{pentru } (2a_n + 1) d < x < 2(a_n + 1) d. \end{cases} \qquad \text{(XIII.6.8)}$$

Înmulțind ambii membri ai relației (XIII.6.8) prin $\sin n \frac{\pi}{d} x$ și integrînd de la $2a_n d$ la $2(a_n + 1)\, d$, avem

$$\frac{\pi}{d} \int_{2a_n d}^{2(a_n+1)d} n V_{mn} \sin^2\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \mathrm{d}x = \frac{M}{2} \int_{2a_n d}^{(2a_n+1)d} \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \mathrm{d}x -$$

$$- \frac{M}{2} \int_{(2a_n+1)d}^{2(a_n+1)d} \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \mathrm{d}x. \qquad \text{(XIII.6.9)}$$

Primul termen se scrie

$$\frac{\pi}{d} n V_{mn} \int_{2a_n d}^{2(a_n+1)d} \frac{1 - \cos\left(2n \frac{\pi}{d} x\right)}{2} \mathrm{d}x = \pi n V_{mn}, \qquad \text{(XIII.6.10)}$$

iar pe de altă parte

$$\int_{2a_n d}^{(2a_n+1)d} \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \mathrm{d}x = \frac{2d}{n\pi}; \quad \int_{(2a_n+1)d}^{2(a_n+1)d} \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \mathrm{d}x = -\frac{2d}{n\pi}. \qquad \text{(XIII.6.11)}$$

Avem astfel

$$V_{mn} = \frac{2Md}{\pi^2 n^2}. \qquad \text{(XIII.6.12)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Potențialul magnetic scalar la $z = 0$ se scrie

$$V_m(z=0) = \frac{2Md}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) \qquad \text{(XIII.6.13)}$$

În conformitate cu (XIII.6.3), energia magnetostatică pe unitatea de arie a suprafeței cristalului este

$$\epsilon'_m = \frac{\mu_0 M^2 d}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^d \sin\left(n \frac{\pi}{d} x\right) dx = \frac{\mu_0 M^2 d}{\pi^3} \sum_{n \text{ impar}}^{\infty} \frac{1}{n^3}, \qquad \text{(XIII.6.14)}$$

sau

$$\epsilon'_m = 1{,}0517 \frac{2\mu_0 M^2 d}{\pi^3} = 0{,}8525\ \mu_0 M^2 d. \qquad \text{(XIII.6.15)}$$

S-au făcut calcule pentru diferite forme de distribuții periodice ale magnetizării. Unele din aceste structuri de domenii sînt prezentate în figura XIII.24 și anume, în formă de tablă de șah (a), domenii cilindrice (b), domenii simple dungate (c), domenii în zig-zag (d) și domenii în formă de fagure (e) [130—133]. Interesul prezentat de domeniile cilindrice, în special prin aplicațiile în tehnica de calcul, au făcut ca acestea să fie mult studiate [133—138].

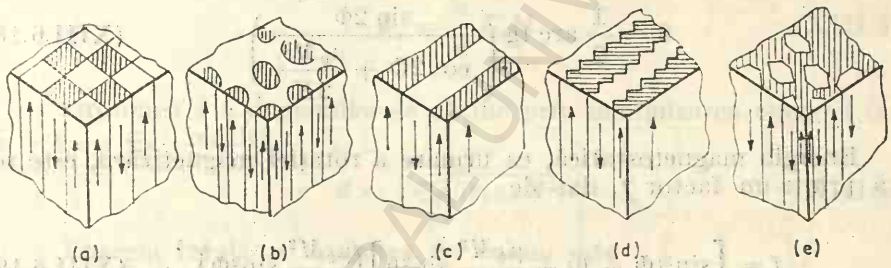


Fig. XIII.24. — Forme de distribuții periodice ale magnetizării: (a) — tablă de șah; (b) — domenii cilindrice; (c) — domenii simple dungate; (d) — domenii în zig-zag; (e) — domenii în formă de fagure.

Problema distribuției magnetizării pe o suprafață plană este mai complicată decît cea descrisă mai sus. Complicațiile apar ca urmare a faptului că momentele magnetice nu sînt „fixate" în lungul direcțiilor de ușoară magnetizare, ci pot devia de la aceasta sub influența energiei magnetostatice. Numai pentru valori destul de mari ale energiei de anizotropie momentele magnetice sînt orientate riguros după direcția de ușoară magnetizare. Energia magnetostatică trebuie avută în vedere în special atunci cînd suprafața probei nu este normală la direcția de ușoară magnetizare. Corecțiile la energia magnetostatică depind de situațiile particulare considerate [20, 55, 139—143]. Să analizăm situația reprezentată în figura XIII.25. Magnetizarea la suprafața cristalului va fi $M \sin \theta$ iar energia magnetostatică pe unitatea de suprafață a cristalului este

$$\epsilon'_m = a_1 \mu_0 M^2 d \sin^2\theta, \qquad \text{(XIII.6.16)}$$

unde valoarea coeficientului a_1 depinde de tipul de domeniu studiat.

Suma energiei magnetostatice şi a celei de anizotropie este

$$\epsilon = K \sin^2(\Phi - \theta) + \frac{\mu_0 M^2}{2} \sin^2\theta, \qquad \text{(XIII.6.17)}$$

unde Φ descrie direcţia de uşoară magnetizare.

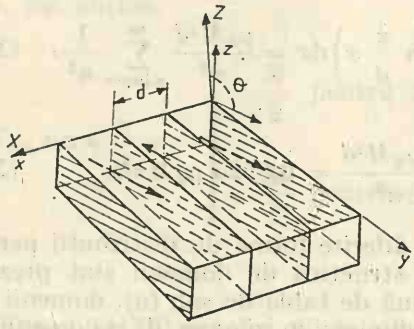


Fig. XIII.25. — Domenii magnetice în cristale la care direcţia magnetizării nu coincide cu axa de uşoară magnetizare.

Direcţia după care se orientează magnetizarea poate fi obţinută, pentru valoarea θ, care face minimă relaţia (XIII.6.17)

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arc\,tg} \left(\frac{\sin 2\Phi}{\cos 2\Phi + \dfrac{\mu_0 M^2}{2K}} \right). \qquad \text{(XIII.6.18)}$$

Energia magnetostatică, ca urmare a rotaţiei magnetizării, este redusă printr-un factor f, dat de

$$f = \left[\sin^2(\Phi - \theta) + \frac{\mu_0 M^2}{2K} \sin^2\theta \right] \left(\frac{\mu_0 M^2}{2K} \sin^2\Phi \right)^{-1}. \qquad \text{(XIII.6.19)}$$

Mărimea acestui efect este mai mică pentru ferita de bariu, unde valorile $K/M^2\mu_0$ sînt mari ($f \simeq 0{,}9$). În cazul cobaltului se obţine $f = (0{,}2 - 0{,}3)$ pentru $\Phi = (30° \sim 90°)$, în timp ce pentru fier efectul este foarte important, $f \simeq 0{,}023$ la valori Φ cuprinse între 10° şi 45°.

Se poate folosi şi o altă metodă de calcul a acestei corecţii, cunoscută sub denumirea de *efectul* μ^*. Această metodă presupune cristalul feromagnetic omogen, avînd permeabilitatea reversibilă μ^*. Susceptivitatea magnetică a probei este dată de rotaţia magnetizării

$$\chi^* = (M \sin\theta)/H. \qquad \text{(XIII.6.20)}$$

Plecînd de la suma energiei magnetostatice şi de anizotropie în cîmpul extern, H, $\epsilon = \mu_0 MH \sin\theta + K \sin^2\theta$, obţinem o valoare minimă a energiei pentru $\sin\theta = \mu_0 MH(2K)^{-1}$. De aici

$$\chi^* = \mu_0 M^2 (2K)^{-1}. \qquad \text{(XIII.6.21)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În acord cu relația (I.4.20), permeabilitatea relativă este

$$\mu_r^* = 1 + \mu_0 M^2/(2K). \qquad \text{(XIII.6.22)}$$

Valorile μ_r^* notează permeabilitatea relativă efectivă cauzată de anizotropie. Valorile μ_r^* sînt de 46 pentru fier și 3,6 pentru cobalt [3].

XIII.6.2. Structuri ale domeniilor magnetice în materiale cu anizotropie uniaxială

În cele ce urmează vom prezenta unele exemple de structuri de domenii ale materialelor cu anizotropie uniaxială. Pentru început vom considera o structură de domenii plan paralele, orientate după axa de ușoară magnetizare (fig. XIII.23). Cu notațiile din figură, energia magnetostatică (XIII.6.15) se scrie (a_1 fiind un coeficient adimensional)

$$\epsilon_m = a_1 \mu_0 M^2 dab. \qquad \text{(XIII.6.23)}$$

În cadrul probei există a/b pereți, a căror suprafață este lb. Energia implicată de acești pereți este

$$\epsilon_p = \frac{a}{d} \epsilon_p' bl. \qquad \text{(XIII.6.24)}$$

Grosimea d a domeniilor se obține prin minimizarea energiei totale $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_p$; rezultă

$$d = \sqrt{\epsilon_p' l/(a_1 \mu_0 M^2)}. \qquad \text{(XIII.6.25)}$$

Energia totală pe unitatea de volum este

$$\epsilon_v = \epsilon_m/abl = 2\sqrt{a_1 \mu_0 M^2 \epsilon_p'/l} \qquad \text{(XIII.6.26)}$$

Să considerăm o structură cu *domenii de închidere* (fig. XIII.22d). Așa cum am evidențiat la începutul capitolului în acest caz nu mai există energie magnetostatică. În întreg volumul ocupat de domeniile de închidere, magnetizarea este perpendiculară la direcția de ușoară magnetizare, de unde rezultă o creștere a energiei, proporțională cu lărgimea domeniului, d. Energia totală pe unitatea de arie a suprafeței cristalului este dată de suma energiei de anizotropie a domeniilor de închidere și a energiei peretelui. În această ipoteză vom neglija energia pereților în domeniile de închidere, astfel

$$\epsilon = K_1 b/2 + \epsilon_p' l/b. \qquad \text{(XIII.6.27)}$$

Valorile la echilibru ale lărgimii domeniului b și ale energiei acestuia sînt

$$b_0 = \sqrt{2\epsilon_p' l K^{-1}}, \qquad \text{(XIII.6.28)}$$

$$\epsilon_0 = \sqrt{2\epsilon'_p lK}. \qquad \text{(XIII.6.29)}$$

Dacă suprafeţele cristalului fac unghiurile θ_1 şi θ_2 cu axele de uşoară magnetizare, lărgimea domeniului va fi [144, 145]

$$b'_0 = \sqrt{4\epsilon'_p lK^{-1}(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)}. \qquad \text{(XIII.6.30)}$$

Dacă lungimea domeniului, l, creşte, energia de anizotropie a domeniilor de închidere devine mai mare, ca şi dealtfel energia magnetostatică ce-a fost neglijată în (XIII.6.27), şi ca atare structura de domenii de mai sus nu mai este stabilă pentru o valoare $l \geqslant l_0$. În acest caz, apare o structură cu domenii de închidere şi domenii în formă de pană [20] (fig.XIII.26)

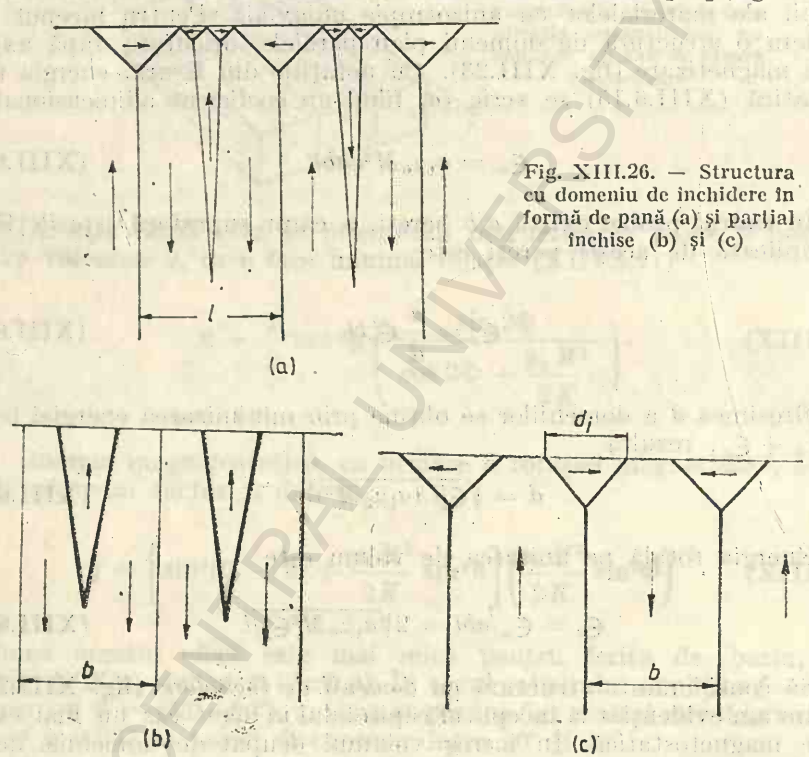


Fig. XIII.26. — Structura cu domeniu de închidere în formă de pană (a) şi parţial închise (b) şi (c)

Observaţiile experimentale au evidenţiat faptul că structurile de domenii în cristale cu simetrie uniaxială sînt deosebit de complexe. Spre exemplu Goodenough [130] a arătat că într-un cristal demagnetizat în care nu se formează domenii de închidere, structura de domenii pe o suprafaţă perpendiculară la axa de uşoară magnetizare, se modifică odată cu grosimea cristalului. Pentru cristale subţiri apare o structură de domenii cu pereţi plan-paraleli. Cu creşterea grosimii cristalului pereţii plani se transformă în pereţi ondulaţi, amplitudinea acestor ondulaţii crescînd cu grosimea. Amplitudinea ondulaţiei scade cu distanţa de suprafaţă (fig. XIII.27). Pentru grosimi mai mari, forma domeniului, devine complicată. Se pot astfel evidenţia domenii mici în formă de pană, în care magnetizarea este antiparalel orientată la cea a domeniului iniţial.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prezicerile teoretice s-au comparat cu rezultatele obținute în studiul aliajelor BiMn și ferită de bariu.

Structurile deschise cu domenii în formă de pană (fig. XIII.26b) au fost studiate de Lifshitz [20] și Kaczer [144]. Plecînd de la premisa că energia de demagnetizare medie este independentă de grosimea probei, începînd cu o valoare critică a acesteia, s-a arătat că lărgimea domeniului

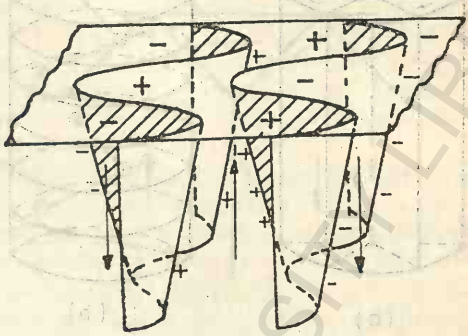


Fig. XIII.27. — Domeniu la care amplitudinea de ondulare scade cu adîncimea de pătrundere.

„deschis" într-un material cu anizotropie uniaxială este proporțional cu grosimea probei la puterea 2/3 [144]. Se discută dimensiunile critice pentru care o structură de domeniu de tip Kittel nu mai este favorabilă atît pentru structuri în formă de pană, cît și ondulate [20, 144—146].

Să analizăm unele structuri *parțial închise*, care prezintă o configurație de domenii intermediară între cea dată de Landau-Lifshitz și Kittel. Cu notațiile din figura XIII.26c energia acestei structuri este dată de [146]

$$\epsilon = Kb\alpha^2/2 + \epsilon_p' l/b + 16\mu_0 M^2 b f(\alpha)/\pi^2, \qquad \text{(XIII.6.31)}$$

unde

$$f(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} [\cos^2(2n+1)\pi\alpha/2]/(2n+1)^3 \text{ iar } \alpha = d_i/b. \qquad \text{(XIII.6.32)}$$

Din condiția de echilibru $\partial\epsilon/\partial\alpha = \partial\epsilon/\partial b$ se obține

$$b_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_p' l}{[K\alpha^2/2 + 32\mu_0 M_s^2 f(\alpha)/\pi(1+\mu^{1/2})]}} \qquad \text{(XIII.6.33)}$$

și

$$\epsilon_0 = 2\{\epsilon_p'[K\alpha^2/2 + 32\mu_0 M_s^2 f(\alpha)/\pi(1+\mu^{1/2})]\}^{1/2} l^{1/2}, \qquad \text{(XIII.6.34)}$$

unde α poate să fie determinată de ecuația

$$K\alpha + 32\mu_0 M_s^2 f'(\alpha)/\pi^2(1+\mu^{1/2}) = 0. \qquad \text{(XIII.6.35)}$$

Analiza rezultatelor evidențiază că modelele Landau-Lifstz și Kittel, corespund cazurile extreme pentru care $K \ll \mu M_s^2$ și respectiv $K \gg \mu M_s^2$, în timp ce structurile, parțial închise sînt stabile în zona de valori intermediare.

Kaczer [147] a analizat structurile de domeniu ale unui cilindru feromagnetic uniaxial infinit avînd un plan ușor normal la axa cilindrului.

Pentru materiale ce au un plan ușor și nu au anizotropie uniaxială se propun configurații ale magnetizării cu flux închis sau elicoidal. Pentru anizotropii hexagonale s-au imaginat două modele (fig. XIII.28). În cazul domeniilor schematizate, în figura XIII.28a, fluxul este parțial închis în interiorul cilindrului. Deoarece, în pereți avem div $\mathbf{M} \neq 0$, energia acestora

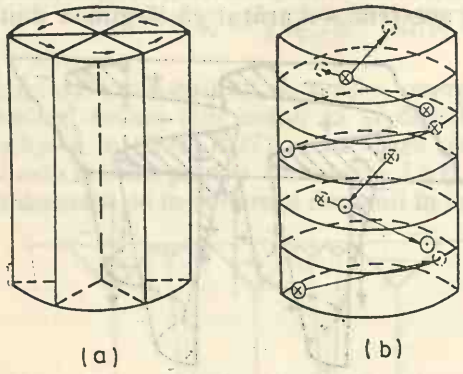


Fig. XIII.28. — Configurații posibile de domeniu pentru cristale cu plane de ușoară magnetizare.

va fi mai mare ca în pereții neîncărcați. Direcția magnetizării în domenii vecine diferă prin unghiul $\varphi_i = 2\pi/i$ ($i = 2, 3, 6$). În figura XIII.28b se prezintă situația în care cilindrul este divizat în domenii în formă de disc în care magnetizarea se rotește în jurul lui z prin unghiurile $\varphi_i = 2\pi/i$ ($i = 2, 3, 6$).

Energia de demagnetizare pentru cazul (a) este o funcție monoton descrescătoare a lui i, în timp ce pentru situația (b) aceasta are un minim pentru $i = 3$, respectiv cînd magnetizările domeniilor vecine fac un unghi de 120°. Analizînd energia totală pe unitatea de lungime a cilindrului, rezultă că pentru raze mai mari ca o valoare critică configurația de domeniu elicoidală va avea energia mai mică.

XIII.6.3. Structuri ale domeniilor magnetice în cristale cu simetrie cubică. Structuri secundare

În cristalele cu simetrie cubică, cu $K > 0$, direcțiile de ușoară magnetizare sînt laturile cubului, astfel că direcția magnetizării în domeniile de închidere cît și în cele normale poate fi o direcție de ușoară magnetizare [53]. Ca urmare a efectului magnetostricțiunii, nu apare însă o astfel de situație. Domeniile de închidere tind să se deformeze așa cum se evidențiază în figura XIII.29. Energia elastică implicată este

$$\epsilon'_{el} = \frac{1}{2} c_{11} \lambda^2_{100}. \qquad \text{(XIII.6.36)}$$

Energia elastică totală are forma

$$\epsilon_{el} = 2(L/d) H (d^2/4)((1/2) c_{11} \lambda^2_{100}) = (c_{11}/4) \lambda^2_{100} H d L. \qquad \text{(XIII.6.37)}$$

Adunînd la aceasta și energia peretelui, din condiția de minim a energiei, se obține lărgimea domeniului d și energia pe unitatea de volum, ϵ_v

$$d = 2\sqrt{\epsilon'_p l / c_{11} \lambda^2_{100}}, \quad \epsilon_v = \sqrt{\epsilon'_p c_{11} \lambda^2_{100} / l}. \qquad \text{(XIII.6.38)}$$

O estimare numerică a acestor valori a fost făcută de Kittel pentru fier [3] : $d \simeq 10^{-3}$ m, $\epsilon_v = 5$ J/m^3 (50 erg/cm^3).

Să considerăm un caz mai general pentru domeniile de închidere [4, 148] (fig. XIII.30) în care proba ce are o magnetizare medie $\mathbf{M}$, este limitată de suprafața S. Structura indusă are perioada $d = d_1 + d_2$. Magnetizarea medie este $\mathbf{M} = d^{-1}(d_1\mathbf{M}_1 + d_2\mathbf{M}_2)$.

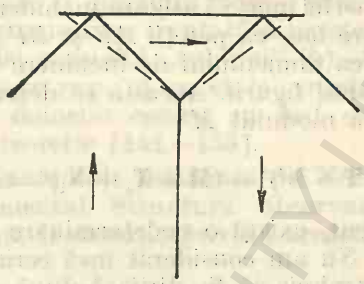


Fig. XIII.29. — Deformarea domeniilor de închidere în cristale cu simetrie cubică.

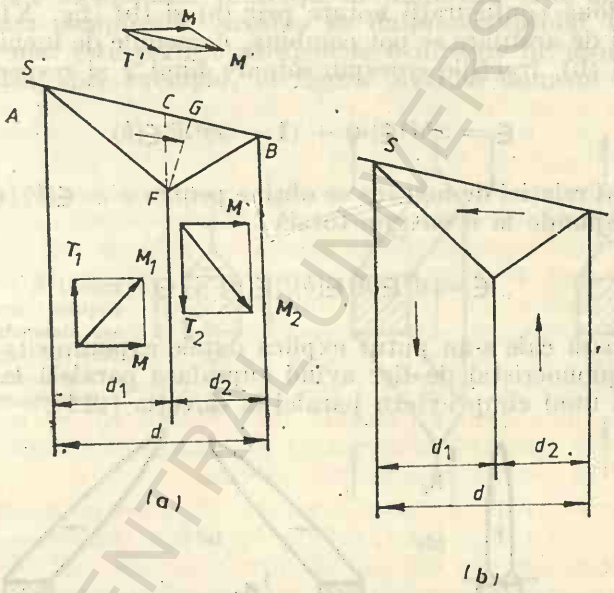


Fig. XIII.30. — Structura de domenii cu domenii de închidere pentru pereți dispuși oblic față de suprafața probei și tipuri posibile de structuri de domeniu.

Pentru a nu avea o energie magnetostatică, în conformitate cu relația (I.4.24), avem $\mathbf{n}(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = \mathbf{n}\mu(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) = 0$.

Planul figurii este perpendicular la suprafața S și la planele pereților P.

Vom descompune $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M} + \mathbf{T}_1 + \mathbf{N}_1$ și $\mathbf{M}_2 = \mathbf{M} + \mathbf{T}_2 + \mathbf{N}_2$ unde $\mathbf{T}_i$ $(i = 1, 2)$ sînt paralele la planele pereților și $\mathbf{N}_i$ $(i = 1, 2)$ normale la planul figurii.

Fluxul magnetizării în elementul de suprafață a cărui intersecție cu planul este AB se scrie

$$\mu^{-1}\Phi = AC(\mathbf{s}\mathbf{M}_1) + BC(\mathbf{s}\mathbf{M}_2) = dM +$$

$$+ [(\mathbf{T}_1\mathbf{s})AC + (\mathbf{T}_2\mathbf{s})BC] = dM + (AB/d)(\mathbf{T}_1 d_1 + \mathbf{T}_2 d_2)\mathbf{s}. \quad \text{(XIII.6.39)}$$

În acord cu cerința de continuitate, termenul al doilea din (XIII.6.39) este nul. Acesta poate fi interpretat ca suma unui flux ce intră în domeniu și respectiv a celui care iese din domeniu, diminuînd astfel energia magnetostatică. Pentru a completa circuitul magnetic al lui $\mathbf{T}_i (i = 1, 2)$ domeniul de închidere ABF trebuie să aibă magnetizarea $\mathbf{T}'$ paralelă cu suprafața $\mathbf{S}(sS)$, la aceasta se adaugă magnetizarea $\mathbf{M}$. Această magnetizare $\mathbf{T}'$ trebuie să fie astfel încît să asigure închiderea fluxului ($d_1T_1 = d_2T_2 = FGT'$), condiția care face ca pereții AF și BF să nu aibă energie magnetostatică. Magnetizarea domeniului de închidere poate avea o componentă $\mathbf{N}'$ normală la planul figurii. Aceasta se determină astfel încît magnetizarea totală să aibă modulul M^2

$$(\mathbf{M} + \mathbf{T} + \mathbf{N}')^2 = (\mathbf{M} + \mathbf{T}_1 + \mathbf{N}_1)^2 = (\mathbf{M} + \mathbf{T}_2 + \mathbf{N}_2)^2 = M^2. \quad \text{(XIII.6.40)}$$

Aparent, există o nedeterminare deoarece atît FG cît și $\mathbf{T}$ nu sînt cunoscute. Nu am considerat însă cerința de minim a energiei, deci $\mathbf{M} + \mathbf{T} + \mathbf{N}'$ trebuie să fie dirijată după o axă de ușoară magnetizare. Pot apare însă două configurații notate prin (a) și (b) (fig. XIII.30). Aceste două moduri de aranjare se pot combina, domeniile de închidere fiind atît de tip (a) și (b), fracțiile corespunzătoare fiind x și respectiv $(1 - x)$

$$\in = x^2 d^2 \in(a) + (1 - x)^2 d^2 \in(b). \quad \text{(XIII.6.41)}$$

Minimul relației de mai sus se obține pentru $x = \in(b)\,[\in(a) + \in(b)]^{-1}$ ceea ce corespunde la o energie totală

$$\in = d^2 \in(a) \in(b) / (\in(a) + \in(b)). \quad \text{(XIII.6.42)}$$

Pe această cale s-au putut explica datele experimentale [149] obținute pe un monocristal de fier avînd suprafața paralelă la planul (100) sub acțiunea unui cîmp extern paralel la direcția [011].

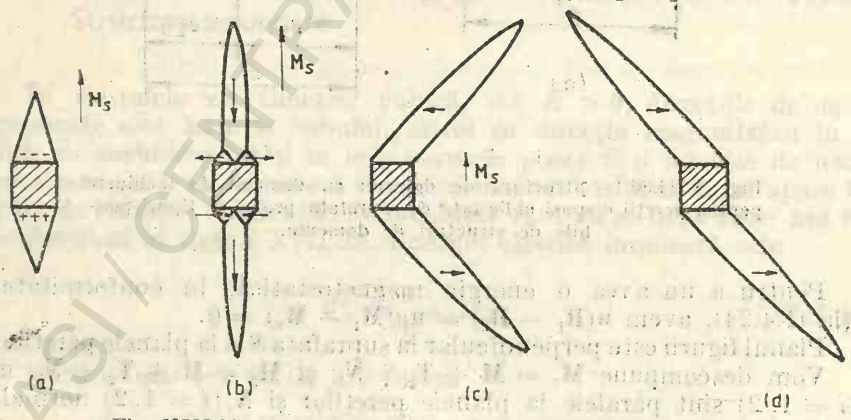


Fig. XIII.31. — Structuri secundare în jurul unor incluziuni.

În jurul vacanțelor sau incluziunilor se pot forma *structuri secundare* (microstructuri) care pot scădea considerabil energia magnetostatică. În cristale uniaxiale cu anizotropie ridicată și magnetizare mică, două domenii în formă conică pot reduce energia magnetostatică (fig. XIII.31).

Dacă valoarea magnetizării este mare pot apare combinații ale domeniilor în formă conică și domenii de închidere foarte mici (b). Mai studiate sînt domeniile în formă conică care constau din domenii de 90° (c) și (d) acestea apărînd în cristale cu simetrie cubică, ca de exemplu în fier.

Dacă peretele domeniului *intersectează* o incluziune nemagnetică, închiderea fluxului se poate face ca în figura XIII.32. La mișcarea peretelui, acest domeniu de închidere poate fi menținut numai prin extinderea structurii prismaticee în „tuburi" și mișcarea treptată a peretelui de 180° este însoțită de o creștere a energiei peretelui „tubului" (b). Aceste „tuburi" nu pot fi extinse la infinit și se rup (c), peretele scăpînd de sub influența incluziunilor. Tuburi și domenii conice au fost observate în aliaje fier-siliciu [150] și studiate teoretic [151—153].

Domeniile în jurul cavităților au fost analizate de Néel [53] încă înainte de a fi observate experimental. Structura observată [154] a fost aproape identică cu cea prezisă. O discuție privind această problemă este dată de Bozorth [155].

Trebuie să menționăm prezența în materiale și a unor structuri de domenii mai complicate. Acestea se datoresc faptului că suprafața cristalului nu mai este perfect paralelă la o direcție de ușoară magnetizare. Prezentăm, spre exemplu, în figura XIII.33 domenii în formă de

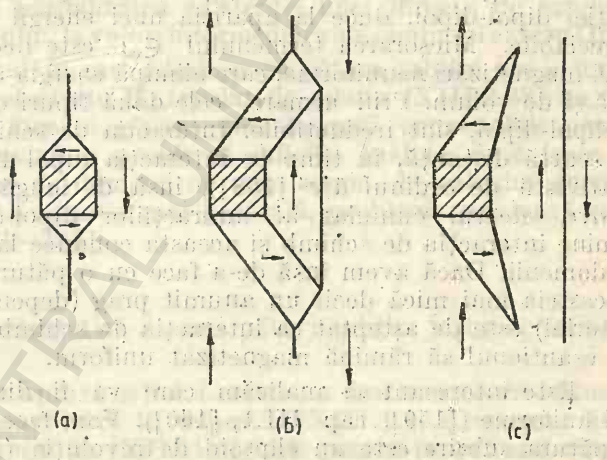


Fig. XIII.32. — Acțiunea cîmpului extern asupra structurii de domeniu secundare în cazul în care peretele intersectează o incluziune nemagnetică.

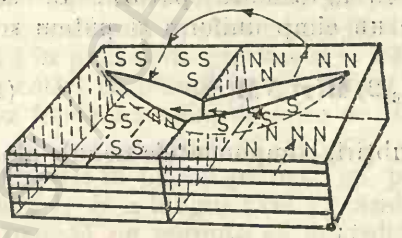


Fig. XIII.33. — Domenii în formă de ace de brad.

ace de brad, observate atunci cînd suprafața cristalului de fier ($K > 0$) este ușor înclinată în raport cu planele cristalografice (100). Studiul teoretic al acestora a fost realizat în principal de Williams și colab. [142, 150, 154, 156, 157]. În domeniile în formă de ace de brad magnetizarea este paralelă cu planele cristalului și liniile fluxului magnetic vor

tăia suprafața sub un unghi θ, fapt ce conduce la o densitate a magnetizării $\pm M \sin\theta$, pe domeniul de lățime d. Apare astfel o energie magnetostatică proporțională cu $d\sin^2\theta$. Brațele transportă fluxul de inducție în lungul trunchiului. Un model plecînd de la energia sistemului [142, 154, 157] poate explica dimensiunile ramificațiilor și dependența formei acestora de θ. Dacă unghiul θ devine mai mare, brațele stau apropiate și apoi se suprapun.

XIII.7. Structuri de domenii în păturile subțiri feromagnetice

XIII.7.1. Direcția magnetizării într-o pătură subțire monodomenică

Faptul că o pătură subțire se poate prezenta ca un *monodomeniu* la grosimi sub un anumit prag poate fi înțeles din următorul raționament calitativ [3,5]. În expresia (XIII.1.4) a energiei libere, termenul ϵ_{sch}, datorat interacției de schimb, favorizează energetic *magnetizarea uniformă*, de-a lungul *axei de ușoară magnetizare* determinată de energia cîmpului de anizotropie (ϵ_a) și de energia cîmpului extern (ϵ_H). Aceasta creează însă o energie magnetostatică („poli" la suprafață), care, datorită interacției dipol-dipol, duce la apariția unei energii de demagnetizare (ϵ_{ms}) apreciabile. Micșorarea termenului ϵ_{ms} este deci legată de stabilirea unei magnetizări neuniforme, care elimină energia magnetostatică de suprafață și de volum. Prin urmare, cele două tipuri de interacții, de schimb și dipol-dipol, sînt ireductibile. Interacția de schimb este puternică, dar de scurtă distanță, în timp ce interacția dipol-dipol este slabă (corecție relativistă de ordinul $1/c^2$ [158]), însă de lungă distanță. În *corpurile masive*, efectul cumulat al interacțiilor dipol-dipol poate ajunge să domine interacția de schimb și aceasta conduce la apariția unei structuri de domenii. Dacă avem însă de-a face cu o pătură subțire, la o grosime a acesteia mai mică decît un anumit prag (dependent de constantele de material) este de așteptat ca interacția de schimb să rămînă dominantă, iar eșantionul să rămînă magnetizat uniform.

Este interesant să analizăm care va fi direcția acestei magnetizări uniforme ([159], cap III.1, [160]). Vom face ipoteza simplificatoare că pătura subțire este un elipsoid de revoluție $(x^2 + y^2)/b^2 + z^2/a^2 = 1$, $a \ll b$, axa mică fiind asimilată cu „grosimea" păturii. În acest caz, cîmpul demagnetizant $\mathbf{H}_{ms}(\mathbf{r})$ este un cîmp uniform și putem scrie

$$\epsilon_{ms}(\mathbf{r}) = (\mu_0/2)\,\mathbf{M}(\mathbf{r})\,N\mathbf{M}(\mathbf{r}). \qquad \text{(XIII.7.1)}$$

În cazul unei pături foarte subțiri, componentele nenule ale tensorului de demagnetizare N sînt:

$$N_\perp \simeq 1 - \frac{1}{2}\cdot\frac{a}{b}, \quad N_\parallel \simeq \frac{1}{2}\cdot\frac{a}{b}, \qquad \text{(XIII.7.2)}$$

iar

$$\epsilon_{ms} = (1/2)(N_\perp - N_\parallel)\,\mu_0 M_z^2 + (1/2)\,N_\parallel \mu_0 M^2. \qquad \text{(XIII.7.3)}$$

Această expresie arată clar tendința termenului dipolar (numit adesea, în cazul păturilor subțiri, și termen de anizotropie a formei) de a „ține" magnetizarea în planul (x, y) („planul păturii").

În absența cîmpului extern H, dacă pătura subțire prezintă o axă ușoară *perpendiculară* (adică orientată de-a lungul axei z), caracterizată de densitatea de energie $K_\perp$, atunci mărimea fundamentală care determină direcția de magnetizare a monodomeniului este raportul

$$Q = \frac{K_\perp}{(1/2)\,\mu_0(N_\perp - N_{||})\,M^2}. \qquad \text{(XIII.7.4)}$$

Dacă $Q < 1$, magnetizarea stă în planul păturii (anizotropia formei domină anizotropia uniaxială perpendiculară), în timp ce pentru $Q > 1$, magnetizarea este perpendiculară pe planul păturii. Acest rezultat a fost observat empiric [105], deși structurile care corespund la $Q < 1$ și $Q > 1$ au fost investigate, complet independent, pornind de la date experimentale de Kittel în 1946 [17] și respectiv, de Málek și Kamberský în 1958 [107]. Acesta este unul din exemplele cele mai frapante privind *plauzibilitatea* doar, a predicțiilor teoriei domeniilor.

Prezența unui cîmp extern static complică întrucîtva situația de mai sus, introducînd și posibilitatea existenței unei direcții de magnetizare înclinate a eșantionului, la valori intermediare ale cîmpului extern [159].

În cazul mai general, în care admitem că pătura subțire are o formă arbitrară, cîmpul magnetostatic $\mathbf{H}_{ms}(\mathbf{r})$ dat de relația (XIII.3.38) nu mai este uniform, ceea ce face ca găsirea unei expresii convenabile pentru termenul dipolar să devină o problemă dificilă. Înainte de a trece la investigarea structurilor de domenii ne vom ocupa de calculul energiei magnetostatice, pentru o situație mai generală, problema rezolvată complet și elegant [13, 161—163].

XIII.7.2. Energia magnetostatică a unei pături subțiri feromagnetice

Prin generalizarea aproximației Lorentz, a fost arătat că termenul *micromagnetic dipolar* care intră în expresia (XIII.1.4) a energiei libere este bine aproximat de ecuația (XIII.1.6), atît pentru eșantioane masive cît și pentru pături subțiri [13, 163].

Să considerăm, în continuare [161, 162], o pătură subțire de extensie infinită în plan și de grosime $d = 2\delta$. Alegem un sistem de coordonate cartezian astfel că planul (x, y), numit în continuare planul păturii, este paralel cu fețele acesteia, descrise de planele $z = \pm\delta$.

În spiritul ipotezei (XIII.1.C), vom presupune că magnetizarea variază *periodic* în planul păturii, cu perioada l_x de-a lungul axei x și cu perioada l_y de-a lungul axei y, rămînînd arbitrară de-a lungul axei z. Această ipoteză ne permite să dezvoltăm în serie Fourier vectorul $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ și densitatea spațială a energiei magnetostatice (a polilor de volum $\rho(\mathbf{r}) = \operatorname{div}\mathbf{M}(\mathbf{r})$), astfel:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{k}} M_{\mathbf{k}}(z)\exp\left[\mathrm{i}(xk_x + yk_y)\right], \quad -\delta \leqslant z \leqslant \delta, \qquad \text{(XIII.7.5)} \\ &= 0, \qquad\qquad |z| > \delta, \end{aligned}$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \rho_{\mathbf{k}}(z) \exp[\mathrm{i}(xk_x + yk_y)], \quad -\delta \leqslant z \leqslant \delta, \qquad \text{(XIII.7.6)}$$
$$= 0, \qquad |z| > \delta,$$

unde

$$\mathbf{k} = 2\pi(n_x/l_x, n_y/l_y); \quad n_x, n_y = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad \text{(XIII.7.7)}$$

iar

$$\rho_{\mathbf{k}}(z) = \mathbf{i}_z \frac{\partial \mathbf{M}_{\mathbf{k}}(z)}{\partial z} + \mathrm{i}\mathbf{k}\mathbf{M}_{\mathbf{k}}(z). \qquad \text{(XIII.7.8)}$$

unde $\mathbf{i}_z$ este versorul axei z.

Plecînd de la ecuaţia (XIII.1.6) găsim pentru densitatea de energie magnetostatică pe *unitatea de suprafaţă* a păturii, următoarea expresie:

$$\epsilon_{ms} = \epsilon_s + \epsilon_v, \qquad \text{(XIII.7.9)}$$

$$\epsilon_s = (1/2)\, U_0(\delta)\{\mathbf{i}_z[M_0(\delta) + M_0(-\delta)]\} +$$
$$+ (1/2) \sum_{\mathbf{k}\neq 0} [\mathbf{i}_z \mathbf{M}_{-\mathbf{k}}(\delta)\, U_{\mathbf{k}}(\delta) - \mathbf{i}_z \mathbf{M}_{-\mathbf{k}}(-\delta)\, U_{\mathbf{k}}(-\delta)], \qquad \text{(XIII.7.10)}$$

$$\epsilon_v = -(1/2) \int_{-\delta}^{\delta} \mathbf{i}_z \frac{\partial \mathbf{M}_0(z)}{\partial z} U_0(z)\, \mathrm{d}z - (1/2) \sum_{\mathbf{k}\neq 0} \int_{-\delta}^{\delta} \rho_{\mathbf{k}}(z)\, U_{\mathbf{k}}(z)\, \mathrm{d}z,$$

unde $U_0(z) = \mu_0 \int_0^z \mathbf{i}_z \mathbf{M}_0(\zeta)\, \mathrm{d}\zeta,$

$$U_{\mathbf{k}}(z) = -\frac{\mu_0}{2k} \left\{ \int_{-\delta}^{\delta} \rho_{\mathbf{k}}(\zeta) \exp[-k|z-\zeta|]\, \mathrm{d}\zeta - \mathbf{i}_z \mathbf{M}_{\mathbf{k}}(\zeta) \exp[-k|z-\zeta|] \Big|_{\zeta=-\delta}^{\delta} \right\}.$$

De aici, putem obţine, prin particularizări, densitatea superficială de energie magnetostatică asociată structurii periodice imaginabile.

Astfel pentru un monodomeniu uniform magnetizat, folosind teorema de închidere, regăsim expresia (XIII.7.3), în care am introdus $N_\perp = 1$, $N_\parallel = 0$, conform cu aproximaţiile valabile pentru o pătură infinită. Vom renota aici acest rezultat

$$\epsilon_{ms} = \frac{\mu_0 d}{2} M_z^2 \qquad \text{(XIII.7.11)}$$

(factorul d provine din faptul că aici ϵ_{ms} este o densitate de energie de suprafaţă, nu de volum).

În cazul modelelor rick-rack [130], avem

$$\epsilon_{ms} = \epsilon_s + \epsilon_v,$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\epsilon_s = \frac{d\mu_0}{2}(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_0)^2 + \frac{\mu_0}{2}\sum_{\mathbf{k}\neq 0}\frac{1}{k}(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_{\mathbf{k}})(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_{-\mathbf{k}})[1-\exp(-kd)],$$

$$\epsilon_v = \frac{d\mu_0}{2}\sum_{\mathbf{k}\neq 0}(\mathbf{k}_0\mathbf{M}_{\mathbf{k}})(\mathbf{k}_0\mathbf{M}_{-\mathbf{k}}) - \frac{\mu_0}{2}\sum_{\mathbf{k}\neq 0}\frac{1}{k}(\mathbf{k}_0\mathbf{M}_{\mathbf{k}})(\mathbf{k}_0\mathbf{M}_{-\mathbf{k}})[1-\exp(-kd)], \tag{XIII.7.12}$$

unde $\mathbf{k}_0$ este versorul lui $\mathbf{k}$.

În cazul modelelor unidimensionale, care presupun direcția magnetizării independentă de coordonata z, avem:

$$\epsilon_{ms} = \epsilon_s + \epsilon_v,$$

$$\epsilon_s = \frac{d\mu_0}{2}(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_0)^2 + \frac{\mu_0 D}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_n)(\mathbf{i}_z\mathbf{M}_{-n})[1-\exp(-\pi nd/D)],$$

$$\epsilon_v = \frac{d\mu_0}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(\mathbf{i}_x\mathbf{M}_n)(\mathbf{i}_x\mathbf{M}_{-n}) - \frac{\mu_0 D}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}(\mathbf{i}_x\mathbf{M}_n)(\mathbf{i}_x\mathbf{M}_{-n})[1-\exp(-\pi nd/D)], \tag{XIII.7.13}$$

unde D este perioada de variație a direcției magnetizării de-a lungul axei z, în planul păturii.

Alte expresii pentru alte structuri mai simple pot fi deduse imediat.

XIII.7.3. Influența cîmpului de anizotropie asupra structurilor de domenii

Anizotropia formei conform cu paragraful XIII.7.1 determină un plan de ușoară magnetizare, planul păturii. Însă direcția (sau direcțiile) de ușoară magnetizare este determinată (sînt determinate) de distribuția spațială a cîmpului de anizotropie structurală. În virtutea ipotezei din paragraful XIII.1(*C*), în studiul structurilor de domenii ce iau naștere în păturile subțiri trebuie să admitem [105] necesitatea investigării separate a structurilor de domenii ce corespund unor distribuții spațiale esențial diferite ale cîmpului de anizotropie. În funcție de modul în care predomină anumite componente ale cîmpului de anizotropie, putem distinge următoarele tipuri de pături subțiri: *pătură subțire monocristalină cu cîmp biaxial de anizotropie în planul păturii*, *pătură cu anizotropie uniaxială în plan și pături cu anizotropie structurală uniaxială, perpendiculară pe planul ei.* Ultimile două categorii cuprind atît pături monocristaline, cît și pături policristaline. Trebuie remarcat că, în cazul materialelor policristaline, nu e important ce anizotropie prezintă cristalitele individuale, deoarece, la scara macroscopică de interes aici, sînt anizotropiile cristaline, altele decît uniaxiale, distribuite dezordonat, care dau, în medie, o contribuție uniaxială (vezi appendixul B, ref. [164]).

Mai trebuie remarcat încă un fapt, care de obicei este ignorat ([159], capitolul III.1) în cazul păturilor cu anizotropie perpendiculară caracterizate de factorul $Q < 1$ (ecuația (XIII.7.4). Stabilitatea direcției magneti-

zării în planul păturii este asigurată de prezența unei axe de ușoară magnetizare *în planul păturii*, alături de axa ușoară perpendiculară. Desigur, acest fapt nu are o influență decisivă asupra rezultatelor numerice (reproduse în secțiunea următoare), însă este important pentru a da o descriere satisfăcătoare a situației [3].

O pătură *monocristalină cu cîmp biaxial de anizotropie* în plan este obținută prin creșterea unei pături monocristaline cu structură cristalină cubică (de exemplu Fe), pe un suport preparat și orientat corespunzător. Structurile de domenii ce iau naștere în astfel de pături au fost studiate prin tehnică Bitter sau microscopie Lorentz [165—169]. Sato și colab. [167] au evidențiat următoarele proprietăți ale structurilor de domenii:

(a) În interiorul domeniilor magnetizarea stă în planul păturii. La grosimi mai mici ale păturii, formele domeniilor depind de imperfecțiunile suportului, iar dimensiunile lor scad.

(b) Datorită lipsei unui cîmp demagnetizant, capabil să orienteze domeniile învecinate, de obicei, nu se formează domenii de închidere pe întreaga pătură; însă printr-o demagnetizare atentă a păturii se poate obține o structură de domenii cu flux închis în formă de tablă de șah.

(c) Pereții de 90° sînt mai frecvenți decît pereții de 180°.

(d) Pereții de 180° prezintă o structură fină, care este puternic afectată de imperfecțiuni.

Pături subțiri tipice cu *anizotropie uniaxială în plan* sînt păturile de permalloy. În acest caz, studiul structurilor de domenii a fost o problemă colaterală, aceasta interesînd numai în măsura în care ajută la înțelegerea fenomenelor legate de folosirea acestor pături ca memorii magnetice [170, 171]. Analiza datelor experimentale existente, evidențiază următoarele caracteristici ale structurilor de domenii:

(a) În interiorul domeniilor, magnetizarea stă în planul păturii. Formarea unor domenii de închidere (fig. XIII.34a) sau a unei structuri de domenii cu flux deschis (fig. XIII.34b) este condiționată de intensitatea cîmpului de anizotropie.

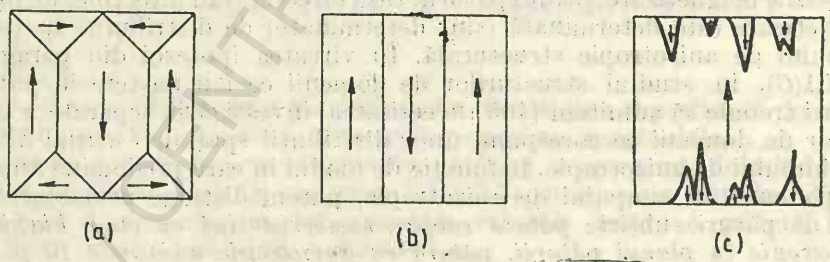


Fig. XIII.34. — Reprezentarea schematică a structurilor de domeniu în pături subțiri cu anizotropie uniaxială: (a) — structură de domeniu cu flux închis; (b) — structură de domeniu deschisă; (c) — monodomeniu ce are pe muchii domenii de tip „pumnal" cu magnetizarea inversată.

(b) Nu există pereți ai domeniilor paraleli cu planul păturii ci numai pereți perpendiculari pe planul păturii, care se întind pe întreaga ei grosime.

(c) Configurația de monodomeniu corespunde unei magnetizări uniforme a probei, în planul păturii. De regulă, se observă o reducere a

cîmpului de demagnetizare asociat domeniului prin formarea, pe muchiile păturii, a unor mici „domenii pumnal" (fig. XIII.34c), magnetizate antiparalel cu monodomeniul. Dimensiunile și numărul domeniilor pumnal depind de istoria magnetică a eșantionului [9]. Aceste domenii pumnal joacă un rol foarte important în procesele de inversare a direcției magnetizării în cîmpuri externe variabile.

Cîteva rezultate elementare, obținute pentru configurațiile de domenii înfățișate în figura XIII.34, pot fi găsite în referințele [8, 9] și [172].

Rezultatele cele mai interesante, în privința structurilor de domenii, au fost obținute în păturile subțiri care prezintă o anizotropie structurală *perpendiculară pe planul păturii*. În acord cu relația (XIII.7.4) se poate afirma că structurile de domenii existente în acest tip de pături subțiri depind în mod hotărîtor, alături de grosimea păturii, de valoarea, subunitară sau supraunitară, a raportului Q. Pentru pături de formă arbitrară, putem aproxima $N_\perp - N_{||} \simeq 1$ și deci $Q = 2K_\perp/\mu_0 M^2$. În cele ce urmează vom examina cele două situații și anume, pături cu $Q > 1$ și $Q < 1$.

XIII.7.4. Structuri de domenii în păturile subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară ($Q > 1$)

Pături subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară și care prezintă o valoare supraunitară a raportului Q sînt, de exemplu, păturile de MnBi ($Q \simeq 4$) [173] și magnetoplumbită ($Q \simeq 3{,}5$) [131].

Putem imagina patru structuri de domenii care ar putea exista în aceste pături: monodomeniu magnetizat perpendicular pe pătură (fig. XIII.35a), monodomeniu magnetizat în planul păturii (fig. XIII. 35b), structură de domenii cu flux închis (fig. XIII.35c) și structură de domenii cu flux deschis, constînd din regiuni paralele, magnetizate perpendicular alternativ în sus și în jos (fig. XIII.35d).

Energia liberă asociată monodomeniului magnetizat perpendicular pe pătură este o energie de demagnetizare, a cărei densitate pe unitatea de suprafață a păturii, ϵ_1 este dată de relația (XIII.7.11).

Energia liberă asociată monodomeniului cu magnetizarea în planul păturii este o energie de anizotropie, de densitate superficială

$$\epsilon_2 = K_\perp d. \qquad \text{(XIII.7.14)}$$

Energia liberă ϵ_3 asociată structurii cu flux închis constă din energia pereților, ϵ_p, și energia de anizotropie a domeniilor de închidere $\epsilon_{K_\perp}$. Valoarea lui ϵ_3 care este minimă în raport cu lărgimea D a domeniilor (fig. XIII.35c) este dată de

$$\epsilon_{3,\min} = (2\sqrt{2} - 1)\epsilon'_p + [2\epsilon'_p d K_\perp]^{1/2}, \qquad \text{(XIII.7.15)}$$

unde ϵ'_p este densitatea superficială de energie asociată pereților (în sensul teoriei domeniilor, paragraful XIII.1, sau în sens micromagnetic [109]).

Energia liberă a structurii deschise constă din energia pereților ϵ_p și energia de demagnetizare ϵ_{ms}. Folosind ecuația (XIII.7.13), pentru modelul din figura XIII.35d, găsim

$$\epsilon_4 = \epsilon'_p \frac{d}{D} + \frac{\mu_0 M^2 D}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} [1-(-1)^n]\{1-\exp(-\pi n d/D)\}. \tag{XIII.7.16}$$

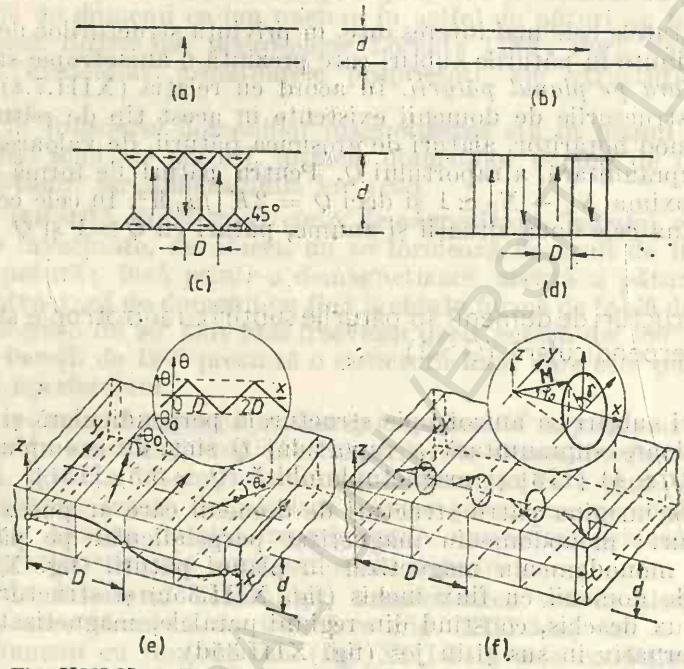


Fig. XIII.35. — Reprezentarea schematică a structurilor de domeniu în pături subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară: (a) — monodomeniu magnetizat perpendicular la planul păturii; (b) — monodomeniu magnetizat în planul păturii: (c) — structură cu domenii de închidere; (d) — structură deschisă: (e) — structura de domenii dungate (stripe) longitudinale; (f) — structură de domenii dungate (stripe) transversale.

Prin impunerea condiției de minim al energiei libere în raport cu lărgimea D a domeniilor, rezultă o ecuație ce poate fi rezolvată numeric [107], dînd astfel dependența lărgimii domeniilor funcției de grosimea păturii, $D = D(d)$. Rezultatele calculelor numerice arată că D scade cu d pînă ce $d \simeq 1\,000$ Å, unde D atinge valoarea minimă $D \simeq (2 \div 3) \cdot 10^3$ Å; scăderea în continuare a grosimii păturii este însoțită de o creștere rapidă a lui D, astfel că la $d \simeq 100$ Å, practic nu mai există domenii. Prin urmare, la grosimi mici, structura cu flux deschis trece în mod *treptat în* structura de monodomeniu.

Rezultatele obținute pentru cele patru configurații sînt reprezentate grafic în figura XIII.36, pentru o pătură subțire de MnBi.

Curbele au fost trasate pentru următoarele valori ale parametrilor $B_s = 580$ G, $\epsilon'_p = 15$ erg/cm², $K_\perp = 8{,}9 \cdot 10^6$ erg/cm³ și $\mathfrak{J} = 1{,}6 \cdot 10^{-6}$ erg/cm³.

La grosimi mari este favorizată energetic structura deschisă. Energia liberă a acestei structuri scade liniar cu grosimea, pînă la o valoare a acesteia de aproximativ 5 000Å. Urmează apoi o scădere pe o curbă a cărei pantă crește treptat pînă ce, pentru $d \simeq 100$Å, se racordează la

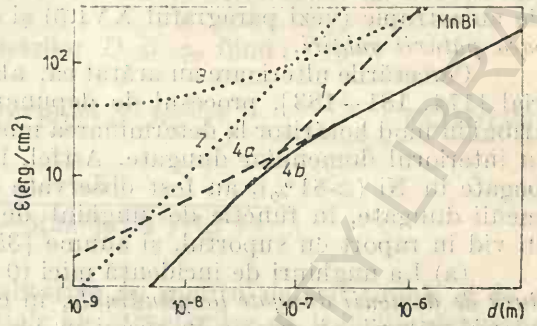


Fig. XIII.36. — Dependența energiei libere a structurilor de domeniu, din figura XIII.35, în funcție de grosimea păturii: *1* — monodomeniu cu magnetizarea perpendiculară pe planul păturii; *2* — monodomeniu cu magnetizarea în planul păturii; *3* — structură de domeniu cu flux închis; *4* — (a) structura deschisă [106], (b) structură deschisă [107].

dreapta corespunzătoare energiei libere a *monodomeniului magnetizat perpendicular pe planul păturii, care constituie configurația stabilă a magnetizării, la grosimi mai mici.*

XIII.7.5. Structuri de domenii în pături subțiri cu anizotropie structurală perpendiculară ($Q < 1$)

Cazul $Q < 1$, în care se încadrează, de exemplu, păturile subțiri de Co ($Q \simeq 0{,}36$) corespunde situației imaginate inițial de Kittel [17]. În aproximația originală a lui Kittel erau comparate structurile: monodomeniu cu magnetizarea în planul păturii (fig. XIII. 35b), structura cu flux închis (fig. XIII.35c) și structura cu flux deschis avînd magnetizarea perpendiculară pe planul păturii (fig. XIII.35d). Comparînd energiile libere asociate acestor structuri, Kittel a conchis că la grosimi ale păturii sub un anumit prag este favorizată magnetizarea uniformă în planul păturii, iar la grosimi ce depășesc pragul este favorizată existența unei structuri de domeniu.

Ulterior [16] s-a arătat că, la fel ca în cazul $Q > 1$, este de așteptat ca trecerea de la structura de domenii la cea de monodomeniu să se facă treptat, prin intermediul unei structuri de tranziție mai favorabilă energetic (fig. XIII.35 e, f), care ar fi caracterizată de o variație periodică a magnetizării, cu o amplitudine unghiulară mai mică de $\pi/2$. O astfel de structură de tranziție a fost întradevăr observată experimental și a fost denumită [174] structură de domenii dungate (stripe) numele fiindu-le sugerat de aspectul caracteristic al desenelor Bitter [174, 175] și al micrografelor Lorentz [176]. Domeniile dungate au fost observate într-o largă varietate de pături subțiri: pături subțiri Ni-Fe bogate în Ni (>81%, care prezintă o magnetostricțiune negativă), [174—176, 177, 178] în pături subțiri de Fe [179], de Co [109], de Ni [180] etc., la grosimi dependente de caracteristicile de material ale păturilor respective.

Domeniile dungate (stripe) nu sînt „domenii" sau „pereți" în sensul teoriei micromagnetice sau al teoriei domeniilor. Ele desemnează, pur și simplu, o variație continuă, cvasiperiodică, a direcției magnetizării cu

poziția, variația care este un rezultat specific al *efectului grosimii* păturii subțiri chiar atunci cînd cîmpul de anizotropie este uniform. Domeniile dungate nu trebuie confundate cu *structura fină* a direcției magnetizării („ripple"), care desemnează micile variații ale direcției magnetizării în interiorul unui domeniu (determinate de variații microscopice ale cîmpului de anizotropie (vezi paragraful XVI.5) și care este *independentă de grosimea păturii subțiri.*

Cercetările ulterioare au arătat că, alături de caracteristicile de material [174, 181—183], procesul de depunere al păturii subțiri poate contribui în mod hotărîtor la determinarea modului de variație a magnetizării în interiorul domeniilor dungate. Astfel, în păturile subțiri de permalloy bogate în Ni (>81%), au fost observate două tipuri de structuri de domenii dungate, în funcție de unghiul de incidență a fluxului de vapori în vid în raport cu suportul, și anume [35, 184, 185, 186]:

(a) La unghiuri de incidență mici ($0 \div 40°$), a fost observată o *structură de domenii dungate longitudinale*, în care magnetizarea deviază de la planul păturii, alternativ în sus și în jos, cu o amplitudine $<\pi/2$, astfel că proiecția ei în planul păturii are peste tot aceeași direcție (fig. XIII. 35e).

(b) La unghiuri de incidență mari ($>50°$), a fost observată o *structură de domenii dungate transversală*, în care vectorul magnetizare se rotește de-a lungul direcției sale medii pe o suprafață conică de deschidere constantă (fig. XIII.35f), astfel că „domeniile dungate" sînt perpendiculare pe axa de magnetizare ușoară existentă în planul păturii. Această dependență a structurii dungate de unghiul de incidență este explicată de faptul că mecanismele de creștere a păturii subțiri în procesul de depunere la incidență oblică depinde de unghiul de incidență [187].

Au fost făcute mai multe încercări teoretice de a explica stabilitatea acestor structuri de tranziție. Inițial, Kaczer și colab. [131] au urmat perceptele teoriei domeniilor. Ulterior, pornind de la constatarea experimentală că structurile de tranziție *există*, teoria s-a concentrat asupra determinării așa-zisului *prag critic*, adică a grosimii la care magnetizarea uniformă nu mai e stabilă, ci începe să oscileze. Au fost făcute diverse încercări [109, 174, 188—191], atît în cadrul teoriei domeniilor, cît și în cadrul teoriei micromagnetice. O trecere în revistă detaliată a acestor încercări poate fi găsită în referința [105].

Un model simplu, „în dinți de fierăstrău" — (fig. XIII.35e) (medalion) — prezice pentru structura dungată (stripe) longitudinală o grosime critică [174]

$$d_0 = 27\left(\frac{8}{\pi^2}\right)^{2/3}\left(\frac{\mathcal{J}M^4\mu_0^2}{K_\perp^3}\right)^{1/2} \qquad \text{(XIII.7.17)}$$

deasupra căreia magnetizarea uniformă nu mai este stabilă, ci începe să prezinte oscilații a căror perioadă este dată de

$$2D = 4\left(\frac{\pi^2}{8}\right)^{2/3}\left(\frac{d\mathcal{J}}{\mu_0 M^2}\right)^{1/3}. \qquad \text{(XIII.7.18)}$$

În cazul structurii dungate (stripe) transversală, caracterizat de parametri D și φ_0 (vezi medalionul din fig. XIII.35f), grosimea critică

deasupra căreia structura dungată transversală are energia mai joasă decît cea a unui monodomeniu este dată de [188]

$$d_0 = (54\pi^2 \mathfrak{J} \mu_0^2 M^4)^{1/2} (K_\perp - K_{||})^{-3/2}, \qquad \text{(XIII.7.19)}$$

valorile de echilibru ale parametrilor D şi φ_0 fiind:

$$D = (2\pi^2 \mathfrak{J} d)^{1/3} (\mu_0^{1/2} M)^{-2/3}, \qquad \text{(XIII.7.20)}$$

$$\varphi_0 = \frac{K_{||}}{K_\perp - 3(2\pi^2 \mathfrak{J} \mu_0^2 M^4)^{1/3} d^{-2/3}}.$$

Evident, aceste modele calitative au meritul de a fi simple şi de a surprinde cîteva trăsături esenţiale ale structurilor de tranziţie denumite curent domenii dungate (stripe). Ele sînt însă prea simplificatoare pentru a putea da şi predicţii cantitative corecte [105]. Cu preţul unor mari eforturi, structura dungată (stripe) longitudinală poate fi tratată riguros [189] în cadrul teoriei micromagnetice în spiritul ipotezei (XIII.1B) şi atunci concordanţa între predicţiile teoretice şi observaţiile experimentale este nu numai calitativă, ci şi cantitativă.

XIII.8. Domenii magnetice în materiale antiferomagnetice şi amorfe

XIII.8.1. Structura de domeniu a materialelor antiferomagnetice

Domeniile antiferomagnetice sînt mai dificil de observat direct şi în consecinţă sînt mai puţin studiate. Existenţa unor asemenea domenii a fost sugerată de Néel [192], în scopul de a justifica comportarea magnetică a $CuCl_2 \cdot 2H_2O$. În acest material antiferomagnetic, cu structură cubică, tranziţia metamagnetică, sub acţiunea cîmpului extern H, este diferită de cea discutată în paragraful VIII.12. Aceasta are loc în mod treptat prin deplasări ale pereţilor de domeniu, în cîmpuri de intensitate mică. În principiu, sînt posibile trei tipuri de domenii, d_x, d_y şi d_z, cu momente aliniate paralel la direcţiile $\left\{\begin{matrix} ab \\ xy \end{matrix}\right\}$ şi respectiv $\left\{\begin{matrix} c \\ z \end{matrix}\right\}$. Pentru cîmpul extern dirijat în lungul axei c, domeniul d_z se micşorează iar domeniile d_x şi d_y care sînt orientate perpendicular la cîmp cresc în dimensiune. Pentru ca acest proces să aibă loc treptat, Néel [192] a postulat că forţa de readucere ce acţionează asupra peretelui este proporţională cu deplasarea.

Ca urmare a faptului că NiO este ordonat magnetic la temperatura camerei, acesta a fost primul material în care s-a evidenţiat o structură de domenii, confirmînd astfel ipoteza făcută de Néel privind existenţa domeniilor în materiale antiferomagnetice. Structura magnetică a NiO a fost discutată în paragraful VIII.13 — figura XIII.37. Momentele magnetice sînt ordonate feromagnetic în planele {111} şi respectiv antiparalel în planele adiacente. Există astfel patru plane echivalente {111} şi deci patru tipuri posibile de domenii magnetice, denumite *domenii T*. Denumi-

rea provine de la maclele cristalografice (twins) cu care acestea sînt echivalente. În plus, în fiecare domeniu T, momentele sînt aliniate în lungul uneia din cele trei direcţii [112] echivalente [193] şi ca atare este posibil încă un subset de trei domenii, cunoscute sub denumirea de *domenii S* (rotaţii de spin). Datorită magnetostricţiunii de schimb, NiO este distorsionat în lungul direcţiei [111], la $T < T_N$

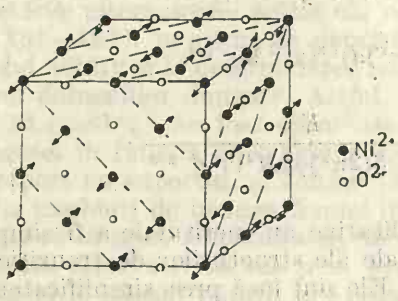


Fig. XIII.37. — Structura magnetică a NiO.

simetria fiind trigonală (vezi paragraful V.5.4). Această distorsiune este normală în planele ordonate feromagnetic şi ca atare fiecare domeniu este caracterizat prin axa lui unică, trigonală.

Pereţii de tip T separă astfel regiunile ce au diferite axe de distorsiune. Pereţii de tip S separă regiuni ale cristalului în care există o rotaţie a spinilor în stratul feromagnetic. Domeniile T sînt astfel dispuse încît să asigure continuitatea magnetizării la trecerea de la un domeniu la altul. Pereţii de tip T, de energie mai mică, satisfac anumite cerinţe: (a) straturile în care există o ordonare feromagnetică în domeniile vecine se intersectează în lungul unei direcţii comune a magnetizării; (b) peretele de domeniu conţine această direcţie şi este paralel la planul de oglindire a cristalului, iniţial cubic.

În figura XIII.38 se prezintă cele două tipuri de pereţi de domeniu T. În ambele cazuri direcţia magnetizării este [$\bar{1}\bar{1}0$] şi momentele în stratul feromagnetic se rotesc de la (111) la ($\bar{1}\bar{1}1$). Pereţii T constituie plane de alunecare.

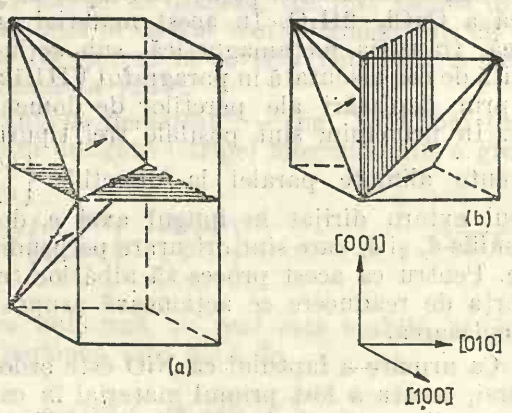


Fig. XIII.38. — Pereţi de domeniu de tip T în NiO.

Se evidenţiază două tipuri de domenii S (fig. XIII.39) şi anume acela în care peretele este paralel la planele feromagnetice ($S_{||}$) şi, respectiv, este perpendicular la stratul feromagnetic şi conţine axa rom-

boedrică ($S_\perp$). Într-un perete de tip $S_{||}$ direcția magnetizării este constantă în fiecare plan feromagnetic. La pereții $S_\perp$ rotația magnetizării are loc în stratul feromagnetic.

Domeniile T au fost observate de Roth [194] și Slack [195]. Kurosawa și colab. [196] au studiat configurațiile domeniului T în plăcuțe, orientate (111), crescute din vapori. Pereții de domenii stau în planele (100) și (011). Domeniile T au fost studiate și prin topografie cu neutroni [197].

Domeniile S sînt mai dificil de observat și au fost evidențiate în monocristale obținute prin metoda Verneuil sau din vapori. Pentru a identifica domeniile S cît și a măsura magnetostricțiunea spontană, s-a folosit metoda topografiei prin radiații X [198, 199]. Granițele domeniilor S stau în planele {110} și {112}.

În cazul CoO, la 120 K, s-au observat, folosind topografia prin reflexie de radiații X a suprafeței (001), două tipuri de domenii antiferomagnetice. Granițele între domeniile tetragonale (*pereții t*) sînt dispuse paralel la [100]. În interiorul acestor granițe de domeniu, între domeniile ortorombice, au fost observați *pereți r* ce nu se aliniază exact în lungul axelor cristalografice, însă sînt apropiați de direcțiile [100] și [110]. Pereții t se formează în aceeași poziție, după răciri și încălziri succesive sub și peste T_N, în timp ce domeniile ortorombice nu se reproduc [200].

Schlenker și colab. [201] au studiat prin topografie de radiații X domeniile magnetice în $KCoF_3$ iar Tanner și colab. cît și Petit și colab. în $KNiF_3$ [202—204]. Studiul unei game largi de probe cu diferite geo-

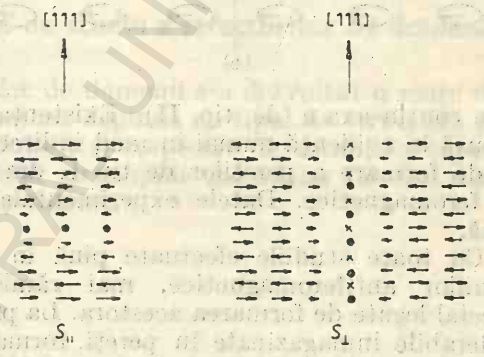


Fig. XIII.39. — Pereți de domeniu de tip S.

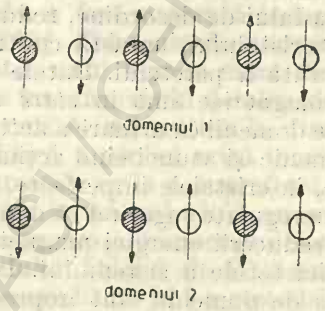


Fig. XIII.40. — Tipuri posibile de domenii magnetice în MnF_2. Prin cercuri hașurate și goale s-au notat ionii de Mn^{2+} în cele două tipuri de subrețele cu vecinătăți diferite.

metrii și la diferite temperaturi [205] au dovedit corectitudinea modelului Néel. Ando și Hosoya [206, 207] au studiat natura granițelor de domenii în crom. Structura de domenii determinată este cu cîteva ordine de mărime mai mare decît cea prezisă teoretic. Deși MnF_2 este un cristal cu simetrie uniaxială, sînt posibile două tipuri distincte de domenii (fig. XIII.40)

separate prin pereţi de domenii de 180°. Graniţele domeniilor nu sînt orientate cristalografic, nici perpendiculare la suprafaţa probei.

În cazul metalelor şi aliajelor pămînturilor rare [193] pot fi distinse două tipuri de domenii (fig. XIII.41) în care rotaţia momentelor are loc spre dreapta şi respectiv spre stînga. Prin urmare pot fi două tipuri de pereţi de domenii şi anume perpendiculari la axa c (de tip I)

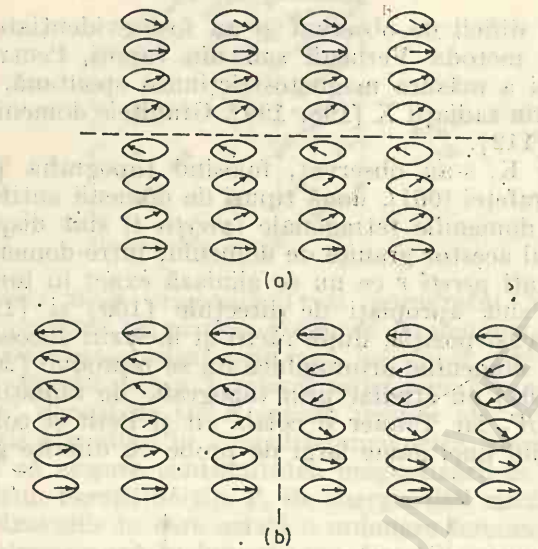


Fig. XIII.41. — Tipuri de domenii în metale şi aliaje ale pămînturilor rare.

şi care conţin axa c (de tip II). Existenţa domeniilor de spin spirale a fost pusă în evidenţă numai în mod indirect. S-a sugerat [208] un mecanism de formare a pereţilor de tip I, din pereţi de domenii de 180° ai fazei feromagnetice. Datele experimentale par să concorde cu această ipoteză.

Cu toate studiile efectuate pînă în prezent, privind comportarea domeniilor antiferomagnetice, mai rămîn încă probleme nerezolvate în special legate de formarea acestora. La prima vedere, din cauza energiei considerabile înmagazinate în pereţi, formarea domeniilor nu pare să fie favorizată energetic. Deşi creşterea gradului de dezordine, reduce entropia configuraţiei, şi deci energia liberă a cristalului, această contribuţie este mult prea mică faţă de energia observată a peretelui. Datele experimentale sugerează că domeniile antiferomagnetice sînt în *stare metastabilă*. Astfel, după „distrugerea" structurii de domenii ca urmare a acţiunii cîmpului extern, cristalul rămîne monodomenic şi atunci cînd acţiunea cîmpului extern încetează. Pe de altă parte, în cristalele imperfecte, tensionate, apare o structură cu domenii mici şi neregulate sugerînd că domeniile antiferomagnetice se formează în scopul reducerii energiei magnetoelastice şi deci contribuie la minimizarea energiei totale a sistemului. În sfîrşit, în cristalele aproape perfecte, structurile de domeniu sînt ireproductibile şi par a rezulta din nucleaţia „insulelor" ce prezintă ordonări, în diferite direcţii şi porţiuni ale cristalului.

Elucidarea originii forţei de restaurare implică continuarea cercetărilor teoretice şi experimentale. Această forţă, în $KNiF_3$ şi $KCoF_3$ [209], este invers proporţională cu lărgimea peretelui domeniului şi mai mare în

$KCoF_3$ decît $KNiF_3$. S-a sugerat că originea acestora ar putea fi legată de dificultatea de a roti momentele magnetice în domenii ca urmare a prezenţei energiei de anizotropie. Această ipoteză nu este încă verificată.

XIII.8.2. Structura de domeniu a materialelor amorfe

Dezvoltarea unor noi tehnici de preparare, a lărgit mult gama materialelor amorfe cunoscute. Alături de alte studii fizice, de un mare interes s-a relevat analiza structurii de domeniu. S-a observat o mare varietate de structuri de domenii similare cu cele evidenţiate în materialele cristaline. Să exemplificăm aceasta.

Aliajele amorfe Co-P prezintă domenii dungate (stripe), pentru (17—24)% at P şi grosimi între 2 şi 37 μm[210, 211]. Configuraţii similare caracterizează păturile cristaline ce au axa de uşoară magnetizare, perpendiculară la suprafaţă. Analiza datelor experimentale [211] s-a făcut cu ajutorul modelelor ce descriu comportarea materialelor cristaline. Studiul diferitelor tipuri de structuri, în funcţie de grosimea probei, evidenţiază că structura dungată se modifică treptat la o structură cu meandre odată cu creşterea grosimii probei [212]. În aliaje amorfe $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ [213] structura de domeniu este compusă din lamele onduate, largi şi insule cu domenii laminare destul de înguste.

XIII.9. Modele experimentale de studiu a structurilor de domeniu

Pentru studiul structurilor de domenii s-a dezvoltat o mare diversitate de metode. Utilizarea acestora depinde de tipul de structură şi rezoluţia necesară, de materialul folosit şi respectiv de condiţiile experimentale. Vom trece succint în revistă principiile metodelor folosite mai frecvent în studiul structurilor de domenii.

XIII.9.1. Metoda pulberilor

Metoda a fost sugerată independent de Bitter [214] şi Hamos şi Thiessen [215]. Tehnicile de interpretare a figurilor observate au constituit subiectul unui număr mare de lucrări [216]. Modul de preparare a coloidului a fost descris în detaliu de Elmore [217]. Se foloseşte o suspensie de magnetită, măruntită la dimensiuni coloidale [5, 66, 72]. Polizarea electrolitică a probei evită tensiunile superficiale care perturbă structura de domeniu reală a suprafeţei. McKeehan şi Elmore [218] folosind particule sub formă coloidală au evidenţiat o structură de domenii clar definită pe suprafaţa monocristalelor de fier bine polizate. Tehnica pulberilor a fost îmbunătăţită de Williams şi colab. [150] şi Craik şi Griffiths [219]. O trecere în revistă a metodei este dată de Bozorth [155], Andrä şi Elschner [220, 221] cît şi în manuale [66, 5, 72].

Procedeul constă în aplicarea pe suprafaţa cristalului a unei suspensii de particule coloidale ordonate magnetic. Forţa ce acţionează asupra particulelor magnetice, în conformitate cu relaţia (II.3.9) este proporţio-

nală cu gradientul cîmpului magnetic. Ca urmare, particulele se vor aduna în regiunea în care acest gradient este maxim, condiție ce este îndeplinită în lungul liniei de intersecție a pereților de domeniu cu suprafața cristalului. Domeniile sînt evidențiate prin liniile coloidului ce delimitează granițele domeniului și acestea pot fi observate prin microscopie optică.

Structura de domenii depinde de modul de tăiere a probei. Cînd suprafața acesteia nu este paralelă la unul din planele cristalografice structura domeniilor este extrem de complicată. Pe de altă parte, după șlefuirea mecanică, probele trebuie polizate electrolitic, cu grijă. În cazul în care nu se realizează această operație structura poate fi mai complicată decît cea reală. Pentru un cristal de fier (cu 3,8% greut Si) ale cărui fețe sînt aproape paralele la planele cristalografice [150], în lipsa polizării electrolitice, apare o structură de tip labirint. Aceasta este consecința tensiunilor ce apar la suprafețele probei. După polarizare electrolitică (și deci eliminarea tensiunilor), apare o structură de tipul celei redate în figura XIII.33.

Direcțiile magnetizării spontane într-un domeniu dat pot fi determinate prin [150]:

(a) Zgîrierea suprafeței cristalului cu un ac fin de sticlă (fig. XIII. 42a). Dacă zgîrierea este perpendiculară la magnetizarea domeniului, fluxul magnetic are forma din figura XIII.42b și deci contribuie la aglo-

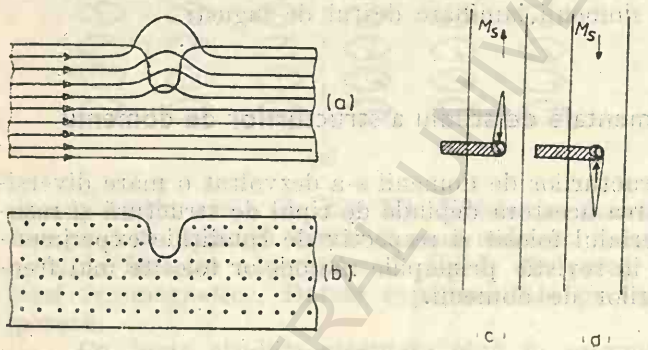


Fig. XIII.42. — Metode de determinare a direcției magnetizării: (a) și (b) — prin zgîrierea suprafeței cristalului; (c) și (d) — cu ajutorul unui ac magnetic.

merarea particulelor coloidale. Dacă zgîrietura este paralelă la magnetizarea domeniului, nu apare o energie magnetostatică și ca atare nu poate fi vizualizată.

(b) Plasarea unui ac mic dintr-un material magnetic dur, pe suprafața probei, observînd domeniul în formă de pană indus (fig. XIII.42c și d).

Modul în care particulele coloidale, aflate la suprafața probei, se deplasează sub influența cîmpurilor locale este condiționat de anumite cerințe [72]:

(1) Particulele trebuie să fie destul de mici pentru a rămîne în suspensie. Dacă fluidul în care acestea sînt suspendate este apa, dimensiunea impusă este $d \leqslant 3 \cdot 10^{-7}$ m. În această situație mișcarea browniană domină viteza de precipitare și ca atare particulele rămîn în suspensie.

(2) Energia cîmpului magnetic trebuie să depășească energia termică, spre exemplu, pentru particulele cu $d = 3 \cdot 10^{-7}$ m, este necesar ca $H > 112$ A/m (1,41 Oe).

(3) Forța ce acționează asupra particulelor, pe suprafața probei, trebuie să fie suficientă pentru a asigura precipitarea pulberii și vizualizarea domeniilor într-un timp rezonabil.

Metoda folosită inițial [5, 222] are unele limitări. Deoarece coloidul este suspendat în apă, structura de domenii poate fi analizată doar într-un interval de temperaturi de $(0 \div 100)°C$. Pe de altă parte, rezoluția metodei este limitată de dimensiunea particulelor cît și de aparatura folosită. Particulele pot avea diametre de pînă la $3 \cdot 10^{-7}$m [223]. Examinarea probelor prin microscopie electronică, la mărimi mici, a relevat detalii de structură ale magnetizării ce nu au putut fi observate folosind microscoape optice. În ultima situație, dacă particulele sînt mici, suspensia este „subțire" și produce numai un contrast mic. Această dificultate a putut fi eliminată, folosind tehnica replicilor [219, 223, 224]. Stratul coloidal în care sînt distribuite particulele, după uscarea suprafeței probei, este înlăturat și examinat prin microscopie electronică prin transmisie.

Rezoluția imaginilor este determinată și de natura materialului. Pentru materiale puternic anizotrope marginile domeniilor sînt mai înguste ca diametrul particulelor, de ordinul a $2 \cdot 10^{-8}$m. La cristale ce prezintă o anizotropie mică, pereții de domeniu sînt mai largi, energiile de interacție mai mici și ca atare delimitarea domeniilor nu este așa de evidentă.

Folosirea suspensiilor în ulei [225] permite extinderea temperaturii de lucru pînă la 400°C, temperatură la care uleiul fierbe.

XIII.9.2. Microscopia electronică Lorentz

Metodele de studiu ale structurilor de domeniu s-au îmbunătățit odată cu examinarea în mod direct a acestora în microscop electronic făcînd uz de forța Lorentz ce se exercită asupra unui fascicul de electroni ce traversează cîmpul magnetic [226, 227]. Rezoluția mai mare asociată cu microscopia electronică prin transmisie sugerează că structurile de domeniu pot fi studiate mai în detaliu decît prin metoda pulberilor.

Forța ce acționează asupra unui electron ce se mișcă în cîmpul de inducție **B** este dată de relația (I.6.14). Pentru un electron ce trece printr-o probă magnetizată, în care polarizarea magnetică este $\mathbf{B}_i = \mu\mathbf{M}$, avem

$$\mathbf{F} = e\mu\mathbf{v} \times \mathbf{M}. \qquad \text{(XIII.9.1)}$$

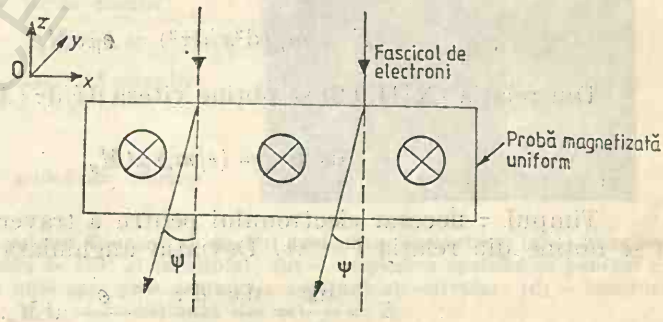


Fig. XIII.43. — Difracția unui fascicol de electroni printr-un material magnetic

La trecerea prin materialul magnetizat va apare o deflecție, prin unghiul ψ, a fasciculului de electroni. Valorile ψ tipice sînt de ordinul 10^{-4} radiani (fig. XIII.43). Pentru studiul structurii domeniilor magne-

tice, probele trebuie să fie subțiri, sub $3 \cdot 10^{-7}$m. Astfel, materialul trebuie redus în grosime, în mod obișnuit, prin polizare chimică și electrochimică.

Metoda de defocalizare (Fresnel)

Principalul avantaj al metodei constă în aceea că rezoluția de (10 ÷ 50) Å este mult mai bună (de 10^2 ori) comparativ cu metoda pulberilor. Mărirea și respectiv rezoluția ridicată, ușurează analiza detaliilor legate de structurile de domeniu avînd în același timp avantajul că aria examinată nu necesită a fi mai mare ca a unui cristalit (în probe policristaline). Astfel studiul nu este limitat la un monocristal sau la grăunți mari de material policristalin. Printre alte avantaje ale microscopiei Lorentz este faptul că structura cristalină poate fi studiată în același timp cu structura magnetică [228]. Probele pot fi simultan supuse la acțiunea tensiunilor mecanice sau la diferite temperaturi. Unele microscoape electronice sînt prevăzute cu facilități pentru aplicarea unui cîmp extern asupra probei, fără a perturba optica electronică a instalației.

Să analizăm modul în care trece prin material de grosime t, fasciculul de electroni (fig. XIII.44). Vom considera un domeniu de 180°,

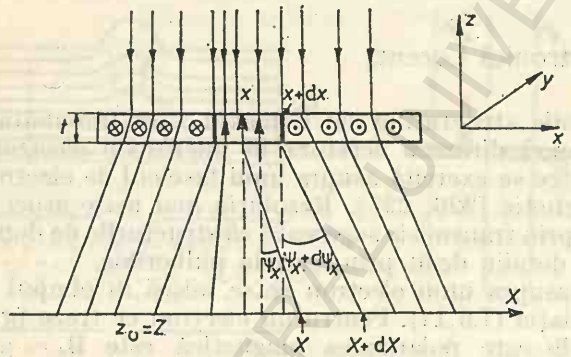


Fig. XIII.44. — Structura de domeniu observată prin metoda Fresnel în pături subțiri cu grăunți mici.

la care se neglijează pentru moment structura peretelui. Magnetizarea este paralelă la planul secțiunii fiind paralelă cu direcțiile $\pm y$. Forța ce acționează asupra electronului ce se mișcă normal la probă este

$$F = m_e (\mathrm{d}^2x/\mathrm{d}\tau^2) = e\mu v M_y. \qquad \text{(XIII.9.2)}$$

Din relația (XIII.9.2) se obține viteza $\mathrm{d}x/\mathrm{d}\tau$ ($M_y = M_s$, $M_x = M_z = 0$)

$$\mathrm{d}x/\mathrm{d}\tau = (e/m_e)\,\mu t M_y. \qquad \text{(XIII.9.3)}$$

Timpul τ necesar electronului pentru a traversa stratul de grosime t se obține din relația $t = \tau v$. Deviația unghiulară este

$$\psi = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\tau} \cdot \frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}z} = \frac{e}{m_e v}\,\mu t M_y. \qquad \text{(XIII.9.4)}$$

Pentru cobalt $M_s = M_y \simeq 1{,}14 \cdot 10^5$ A/m (1430Oe), $t = 10^{-7}$m și la o tensiune de accelerare de 100kV($v = 1{,}63 \cdot 10^8$m/s) valoarea lui ψ este

de $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ radiani. Ca atare, prin observaţii directe, se constată doar deviaţii mici ale fasciculului incident. Dacă se face însă o focalizare la o distanţă z_0 se observă o deviaţie a imaginii domeniului ($z_0\psi$) în direcţia x. Această deviaţie conduce fie la o suprapunere, fie la o divergenţă a fasciculului astfel că apare o creştere respectiv scădere a intensităţii la graniţa între domenii. Distanţa de defocalizare z_0, în practică, poate fi destul de mare, de ordinul a $(10^{-4} \div 10^{-2})$m. Imaginea este în mod alternativ luminoasă şi întunecoasă din cauza reversării în direcţie a magnetizării în domenii succesive. Direcţia magnetizării în fiecare domeniu poate fi adesea dedusă din geometria configuraţiei graniţei, presupunînd că componenta magnetizării normale la graniţă este continuă. În straturi cu grăunţi mici, structura „vărgată", este determinată de variaţiile periodice în direcţie, mici, ale magnetizării, asociate cu o modificare corespunzătoare a anizotropiei Efectul se produce şi în situaţii în care magnetizările fac unghiuri de 90°.

Metoda de defocalizare (Foucault)

În imaginile de difracţie pe o arie în care există un perete care separă două domenii (fig. XIII. 45a), spotul este „despicat" în două, deviaţia unghiulară fiind de $z\psi$ (fig. XIII.45b). Prin deplasarea aperturii obiectivu-

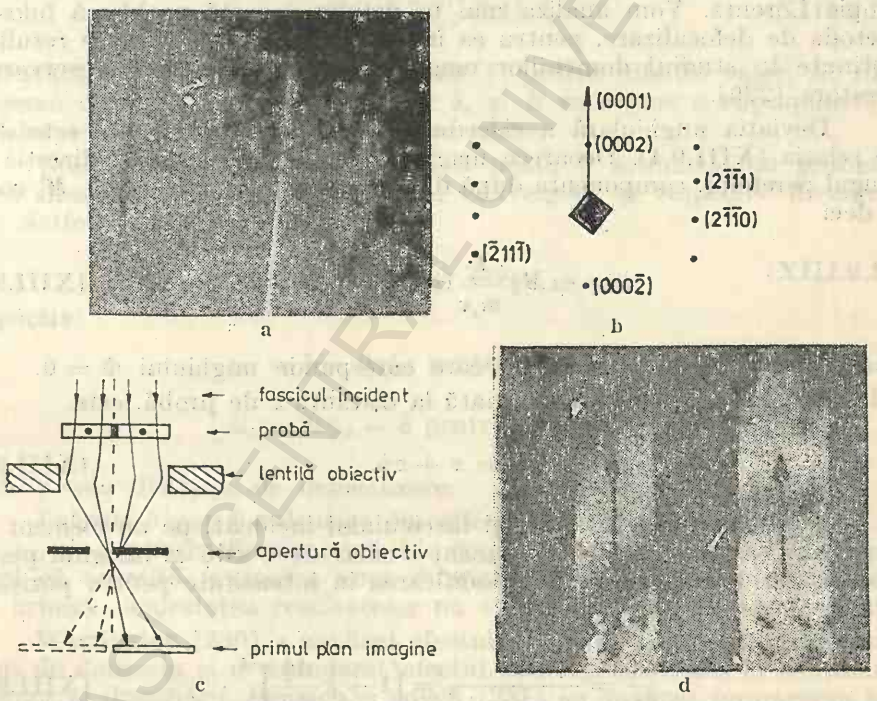


Fig. XIII.45. — Ilustrarea metodei Foucault în studiul domeniilor magnetice : (a) — imaginea Fresnel a peretelui de domeniu de 180° al cobaltului ; (b) — despicarea spotului în punctul x ; (c) — modul de eliminare a unui spot prin deplasarea aperturii obiectivului ; (d) — imaginea obţinută din (c).

lui, un subspot caracteristic unuia din domenii poate fi eliminat. Focalizăm microscopul pe probă astfel ca intensitatea spotului pe domeniu să fie mică (fig. XIII.45c). O regiune care conţine un număr de domenii de

180° va apare ca o succesiune de benzi întunecoase și luminoase (fig. XIII. 45d).

În această metodă, obiectul este în focar astfel că structura fină a magnetizării probei poate fi observată mai ușor decît în metoda Fresnel. Orientarea relativă a magnetizării în domeniu poate fi determinată prin „despicarea" spoturilor difractate, direcția despicării fiind normală la magnetizare. Dacă orientarea magnetizării este cunoscută, despicarea spotului poate fi folosită la determinarea grosimii probei [228].

Metoda contrastului de difracție

În monocristale sau straturi policristaline cu grăunți mari, domeniile magnetice pot fi observate și în mod indirect, în focalizare, deoarece deflecția magnetică modifică ușor condiția Bragg de reflexie locală. Deflecțiile Lorentz în domeniile adiacente sînt opuse și ca atare conturul de extincție se deplasează în direcții opuse în domeniile adiacente. În această metodă de focalizare nu este necesară deplasarea aperturii obiectivului. Metoda poate fi folosită și la determinarea grosimii peretelui.

Măsurarea grosimii peretelui de domeniu. Am prezentat în paragraful XIII.5.1 metodele de investigare a pereților interdomenici prin microscopie Lorentz. Vom analiza mai în detaliu această problemă folosind metoda de defocalizare, pentru ca în final să menționăm unele rezultate obținute în studiul domeniilor magnetice și a tehnicii de observare a acestora [229].

Deviația unghiulară a electronului ce trece prin perete este dată de relația (XIII.9.4). Deoarece magnetizarea $\mathbf{M}_s$ își schimbă direcția în lungul peretelui, componenta după direcția y este dată de $M_y = M_s \cos \Phi$ și deci

$$\psi = e\mu M_s \frac{t}{m_e v} \cos \Phi = \psi_0 \cos \Phi, \qquad \text{(XIII.9.5)}$$

unde ψ_0 este deviația maximă care corespunde unghiului $\Phi = 0$.

Imaginea peretelui x, formată la distanța z de probă, este

$$X = x + z\psi. \qquad \text{(XIII.9.6)}$$

Fluxul de intensitate Ω_0 al fasciculului incident, pe un element dx al probei, va trece printr-un element similar $dx + zd\psi$ al imaginii plane, intensitatea acestuia fiind Ω. Modificarea în intensitate pentru poziția z este dată de

$$\frac{\Omega}{\Omega_0} = \frac{dx}{dx + zd\psi} = \left(1 + z\frac{d\psi}{dx}\right)^{-1}. \qquad \text{(XIII.9.7)}$$

Ținînd seama de (XIII.9.5), relația (XIII.9.7) se scrie

$$\frac{\Omega}{\Omega_0} = \left[1 + z\psi_0 \frac{d}{dx}(\cos \Phi)\right]^{-1}. \qquad \text{(XIII.9.8)}$$

Să considerăm un model simplificat de perete de domeniu de 180° în care Φ variază liniar cu x, $\Phi = \pi x/\delta + \pi/2 = x/\delta_0 + \pi/2$, de grosime $\delta = \pi\delta_0$. Se obține

$$\frac{\Omega}{\Omega_0} = \left(1 + \frac{z\psi_0}{\delta_0}\cos\frac{x}{\delta_0}\right)^{-1} = (1 + R\cos\xi)^{-1}, \qquad \text{(XIII.9.9)}$$

unde $R = z\psi_0\delta_0^{-1}$ reprezintă deviația relativă maximă a fasciculului în imaginea plană iar ξ este coordonata redusă ($\xi = x\delta_0^{-1}$).

În mod similar, poziția în imaginea plană este $X = x + z\psi = x + z\psi_0 \sin(x/\delta_0)$ și deci

$$x\delta_0^{-1} = \xi + R\sin\xi. \qquad \text{(XIII.9.10)}$$

În cazul unei distribuții a direcției magnetizării, în perete, de forma $\cos\Phi = \operatorname{th} x/\delta_0$, avem

$$\Omega/\Omega_0 = (1 + R\operatorname{sech}\xi)^{-1}, \qquad \text{(XIII.9.11)}$$

iar

$$x\delta_0^{-1} = \xi \pm R\operatorname{th}\xi. \qquad \text{(XIII.9.12)}$$

Intensitățile se evaluează în funcție de ξ, pentru diferite valori R. Prin alegerea corespunzătoare a valorilor δ_0 și R se obține o suprapunere a datelor experimentale cu valorile calculate.

Grosimea peretelui domeniului δ poate fi estimată din grosimea ω_c a imaginii peretelui și fasciculul convergent și respectiv divergent ω_d. Astfel, avem

$$\omega_d = \delta + 2z\psi_0, \qquad \text{(XIII.9.13)}$$

respectiv

$$\begin{aligned} \omega_c &= \delta - 2z\psi_0 \text{ pentru } \delta > 2z\psi_0, \\ \omega_c &= 2z\psi_0 - \delta \text{ pentru } \delta < 2z\psi_0, \end{aligned} \qquad \text{(XIII.9.14)}$$

unde z este distanța de defocalizare.

Valorile δ pot fi calculate din diferența între valorile măsurate ale lui ω_d, și ω_c pentru fiecare perete de domeniu. Metoda are însă dezavantajul că necesită evaluarea unor diferențe mici a două cantități mari. Ca urmare, acuratețea rezultatelor nu este mare ($\simeq 50\%$).

Warrington [230] a analizat efectul rezoluției asupra imaginei peretelui de domeniu și a considerat efectul convergenței razei și conținutul coerent al iluminării. Boersch și colab. [231] au analizat propagarea fasciculului de electoni în cîmp magnetic.

Au fost efectuate nenumărate studii asupra structurilor de domeniu, folosind tehnica microscopiei electronice [233]. Pentru exemplificare, vom prezenta rezultatele obținute în cazul cobaltului. Prima observație a domeniilor feromagnetice în cobalt a fost făcută în 1963 [108]. Grundy [234, 235] a examinat dependența de temperatură a structurii de domeniu

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

în cristale subțiri, în domeniul de temperaturi (250—330)°C în care direcția de ușoară magnetizare se rotește de la axa c, în planul de bază. Lewis [236] a studiat structura de domenii în timpul tranziției de la structura hexagonal compactă la cea cubică cu fețe centrate. În figura XIII.46 prezentăm imaginea structurii de domeniu a cobaltului cfc, la 500°C. Din imaginile obținute s-a estimat energia peretelui de domeniu și constanta de schimb atît în faza cfc cît și hc (tabelul XIII.4). Se observă o

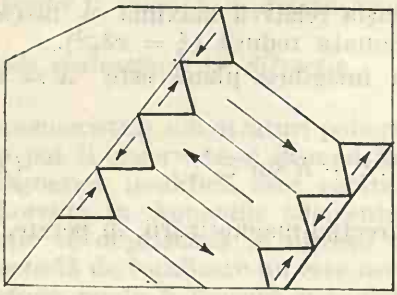


Fig. XIII.46. — Structura de domenii observată la cobalt, la 500°C.

TABELUL XIII.4

Valorile energiei peretelui în cobalt

Energia peretelui ($J/m^2 \cdot 10^{-3}$)	Structura	Metoda de determinare	Referința
11,0	hc	structura de domeniu	[237]
8,0	hc	structura de domeniu	[238]
8,2	hc	structura de domeniu	[239]
13,0	hc		
7,3	cfc	Din valorile T_c	
13,0±3,0	hc	structura de domenii	
9,0±2	cfc		[236]

concordanță rezonabilă cu alte valori existente în literatura de specialitate [237—239].

Imaginea magnetizărilor formate în microscopia Lorentz au fost studiate în mod riguros [240, 241]. S-a subliniat valabilitatea limitată a aproximației opticii geometrice clasice [229]. Imaginile sînt în realitate forme de difracție de unde mecanice și pot fi analizate prin metoda lui Boersch și colab. [231]. Horthersall [242] calculează imaginile pereților de domeniu în pături subțiri de cobalt folosind modelul Fresnel.

XIII.9.3. Metode bazate pe efectele magnetooptice Kerr și Faraday

Cîmpurile magnetice interne în materialele feromagnetice conduc la o rotație a planului de polarizare a luminii, atît prin reflexie (*efect Kerr*) de către un material opac, sau prin transmisie (*efect Faraday*) printr-un material transparent. Sensul și mărimea rotației depind de direcția magnetizării cît și de valoarea de saturație a acesteia. Ca urmare, domeniile magnetizate cu magnetizările orientate în diferite direcții determină rotații diferite ale planului de polarizare a luminii reflectate sau transmise. Astfel structura de domenii este vizibilă în contrastul lumină-întunerec

cînd proba este privită printr-o prismă analizoare pusă în scopul extincției uneia din rotații.

Metoda Kerr constă, în esență, în iluminarea suprafețelor cristalului feromagnetic cu lumină plan polarizată cu ajutorul unei prisme Nicol și apoi analiza luminii reflectate printr-o a doua prismă, astfel încît să conducă la extincția luminii în absența structurii de domeniu. Prezența domeniilor poate fi evidențiată prin apariția benzilor luminoase și întunecate, prin rotația prismei la un unghi adecvat.

Depinzînd de orientarea magnetizării față de planul de reflexie și planul de incidență al luminii, se pot distinge următoarele situații [243—247]:

(1) *Efectul polar*, în care magnetizarea este perpendiculară la suprafață. Acest aranjament produce efectul cel mai mare, însă necesită cîmpuri foarte intense pentru a magnetiza straturile subțiri, perpendicular la suprafața lor.

(2) *Efectul transversal* cu magnetizarea în planul suprafeței reflectante, în unghi drept cu planul de incidență. În acest caz nu apare o rotație a planului de polarizare, ci numai o modificare mică în coeficientul de reflexie a suprafeței, pentru lumina polarizată, în planul de incidență.

(3) *Efectul longitudinal* cu magnetizarea atît în planul suprafeței reflectante cît și în planul de incidență al luminii. În acest caz efectul este maxim la un unghi de incidență de 60°; acesta este însă de aproximativ 5 ori mai mic ca efectul polar.

Prezentăm în figura XIII.47 schema instalației folosite pentru studiul prin efect Kerr longitudinal. Radiațiile incidentă și reflectată fac un unghi de 30° cu suprafața probei. Componentele pe partea incidentă

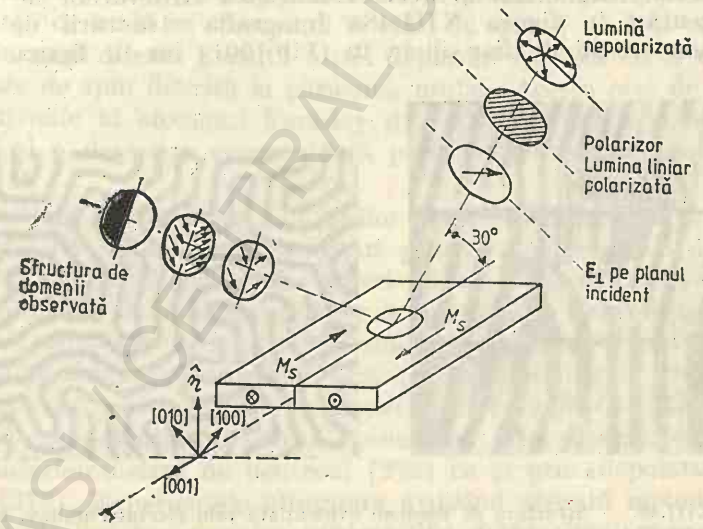


Fig. XIII.47. — Efectul Kerr longitudinal, la un material (110) [001].

sînt sursa de lumină, lentila condensatoare, colimator și primsa de polarizare. Pe partea reflectată se află o primsă analizoare, lentila obiectiv și ocular.

O analiză în detaliu a problemelor fizice ale efectului Kerr cît și cîteva tipuri de microscoape folosite au fost prezentate de Kranz și Hubert

[248]. Metoda se poate aplica în studiul probelor masive dacă se realizează o prelucrare corespunzătoare a suprafeţelor [249]. Poate fi folosită într-un domeniu larg de temperaturi cît şi cîmpuri externe, şi poate fi utilizată şi în studii dinamice.

Efectul Kerr este mic, de exemplu în fier produce o rotaţie de numai 5′ pentru efectul longitudinal. Tehnica experimentală a fost îmbunătăţită prin :

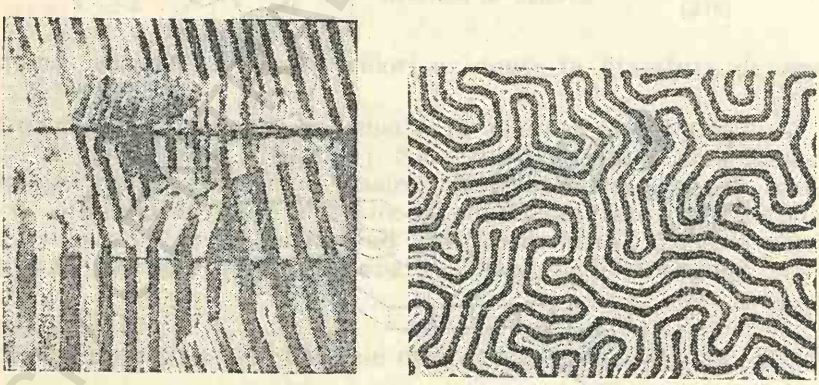
(1) Evaporarea unui strat de ZnS pe suprafaţa şlefuită a probei. Reflexiile multiple în strat amplifică unghiul de rotaţie [250—253].

(2) Folosirea unui fotomultiplicator în locul plăcii fotografice. În această metodă [254, 255] se iluminează o mică suprafaţă a probei lîngă graniţa domeniului, lumina reflectată fiind primită de catodul fotomultiplicatorului. Mişcarea peretelui de domeniu se face periodic prin aplicarea unui cîmp magnetic alternativ de intensitate mică. Mişcarea peretelui de-a lungul suprafeţei iluminate este urmată de o variaţie în intensitate, detectată de fotomultiplicator, ca o modificare în amplitudinea semnalului e.a. Cu ajutorul acestei metode se poate determina direcţia magnetizării [256].

O altă metodă de studiu prin efect Kerr [257] foloseşte o sursă de lumină modulată, sincronizat cu un cîmp magnetic alternativ extern. Introducînd un controlor de fază variabil între sursă şi cîmp, poate fi observată structura de domeniu, instantanee, în orice punct al curbei de magnetizare.

Pentru materialele transparente (ca de exemplu granaţi) în studiul structurii de domeniu se poate folosi *efectul Faraday* [246, 258—266]. Acesta constă în rotirea planului de polarizare al luminii, la trecerea printr-un material magnetizat şi deci evidenţierea structurilor de domeniu.

Prezentăm în figura XIII.48a fotografia structurii de domenii într-un monocristal de fier-siliciu în (110)[001] iar în figura XIII.48b



a b

Fig. XIII.48. — Structura de domenii evidenţiată prin efectul Faraday, la un monocristal de fier-siliciu în (110) [001] (a) şi respectiv în granatul de erbiu-galiu (b)

domeniile observate în granatul de Er-Ga, utilizînd efectul Faraday [267]. Efectul Faraday permite studiul structurii de domenii a întregii probe şi nu la intersecţia pereţilor cu suprafaţa. Nu există o restricţie în ce priveşte temperatura de lucru.

XIII.9.4. Tehnici de determinare a structurilor de domenii cu ajutorul neutronilor

Neutronii pot fi folosiți ca un mijloc de investigare a domeniilor magnetice. Metoda permite obținerea de informații privind distribuția domeniilor (prin tehnica de difracție sau transmisie) în întreaga probă. Această metodă este denumită aproximația *generală* [197, 207, 268]. Metoda nu poate furniza date cu privire la fizica interacției între domenii sau a domeniilor cu defectele cristalului. O altă tehnică are în vedere studiul configurației domeniului simplu, metodă ce permite obținerea *imaginii*, formei, dimensiunii și aranjamentului domeniilor și uneori realizează o determinare neambiguă a mărimilor fizice ce caracterizează domeniul, ca magnetizare sau vectorul de propagare.

Metoda cea mai directă de a observa domeniile, în principiu, rezidă în detectarea locală a cîmpului mediu $\mathbf{B}_i$ (componenta Fourier $k = 0$ a cîmpului magnetic microscopic). Aceasta se realizează cînd neutronii sînt transmiși (fără excitarea reflexiilor Bragg) prin proba ce poate fi descrisă prin indicele de refracție n. În acest caz $(1 - n)$ este o cantitate mică, cu două valori, proporționale cu $(b + p_0)$ și $(b - p_0)$ pentru cele două direcții de spin ale neutronului în cîmp magnetic. Am notat prin b amplitudinea de împrăștiere nucleară medie, p_0 este amplitudinea de împrăștiere magnetică proporțională cu $\mathbf{B}_i$. Dacă asupra probei acționează un fascicul de neutroni polarizați, cu spinul orientat după direcția z, diferită de cea a lui $\mathbf{B}_i$, comportarea lor în probă poate fi descrisă prin două funcții de undă ce corespund la stări de spin $\uparrow$ și $\downarrow$ și care se vor refracta în mod diferit. Rezultă astfel deplasări de fază cît și combinații într-o stare de spin diferită la părăsirea probei. Acesta este de fapt analogul neutronic al efectului Faraday din optică. Pentru acest efect se poate folosi o descriere ce consideră precesia Larmor a neutronilor în jurul lui $\mathbf{B}_i$.

În ultimii ani în fizica neutronilor [269, 270] s-a investit un volum considerabil de muncă în măsurători *generale* (globale) ale dimensiunii domeniului mediu în materiale policristaline, presupunîndu-se o distribuție aleatoare a domeniilor. Aceasta a condus la o dezvoltare a tehnicii neutronilor polarizați și la o mai bună cunoaștere a opticii neutronice, în particular efecte de refracție la graniță și contribuții la alegerea între două formulări teoretice ale interacției electron-neutron [271]. În anii 60 s-au făcut măsurători asupra domeniilor prin ruperea coerenței de fază în interferometrul de neutroni [272] ca și prin depolarizarea neutronilor [273]. Experiențele ulterioare utilizînd această metodă au avut în vedere studiul fenomenelor critice [274, 275] cît și neomogenitățile în magnetizare, în apropiere de T_c. Evidențierea faptului că polarizarea neutronilor poate fi descrisă printr-un vector în spațiul tridimensional, introduce posibilitatea de a disitinge între rotația polarizării și depolarizării [276, 277]. S-au făcut studii asupra distribuțiilor domeniilor [278, 279] cît și asupra corelațiilor între domenii [280, 281]. S-a propus o metodă pentru a măsura împrăștierea la unghiuri mici simultan cu depo-

larizarea, în scopul de a determina dimensiunea domeniului mediu și direcția polarizării în domeniu în raport cu direcția de acțiune a unui cîmp extern [282]. Metoda a fost utilizată și de alți cercetători la studiul structurii domeniilor [283, 284].

Metoda prin transmisie poate fi folosită și la măsurători locale. Deși este posibil de a obține în mod direct imaginile, prin înregistrarea fotografică, pînă în prezent au fost realizate doar hărți. Fluctuațiile în magnetizare în apropiere de T_c au fost studiate prin rotația polarizării [267]. Imaginile domeniilor simple în Fe-Si au fost obținute de Schlenker și Shull [285] printr-o metodă aproximativă, și anume măsurarea numai a unei componente a polarizării fasciculului transmis.

Faptul că diferite domenii sînt asociate cu diferiți indici de refracție sugerează că domeniile sînt în fază și că difracția Fresnel apare la granița domeniilor. S-a propus ca efectul de difracție Fresnel să fie folosit pentru a obține imaginea directă a pereților de domeniu [286].

În cazul domeniilor de 180° cu magnetizarea în planele de reflexie Bragg și un fascicul de neutroni polarizați paralel la această direcție, într-un cristal feromagnetic „imperfect ideal", intensitățile difractate prin două domenii vor fi proporționale cu $(b + p_k)^2/(b - p_k)^2$. Am notat prin p_k amplitudinea împrăștierii magnetice pe atom, pentru reflexia Bragg, cu vectorul de împrăștiere k proporțional cu componenta Fourier cu vector de undă k a cîmpului magnetic macroscopic în cristal. Dacă magnetizarea nu este paralelă la planele de reflexie Bragg, apar complicații ca urmare a faptului că nu se conservă polarizarea fasciculului de neutroni [287].

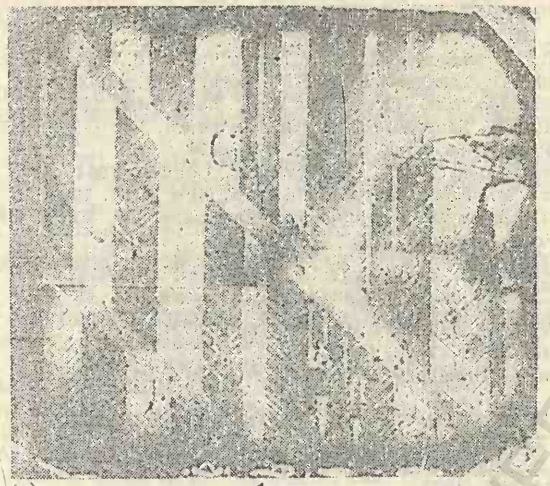
Populațiile relative ale domeniilor în probă pot fi determinate din măsurători *globale* ale intensității, sau din raportul intensităților difractate cînd polarizarea razei incidente este inversată. Aceste date pot fi obținute pentru un cîmp magnetic ce acționează după o direcție dată, deoarece astfel va apare polarizarea neutronilor în afara probei. Difracția neutronilor polarizați nu a fost utilizată în studii globale ale domeniilor feromagnetice.

În cadrul aproximației locale, s-a utilizat topografia cu neutroni polarizați atît folosind un echipament standard cu neutroni polarizați [285, 288] și un echipament topografic [289]. Topografia cu neutroni polarizați este similară cu tehnica folosită în studiul efectului Kerr, dar evidențiază structura de domenii în materialul masiv și nu la suprafață. În figura XIII.49a prezentăm domeniile feromagnetice în cristal de Fe+ +3% Si determinate prin topografia cu neutroni polarizați; suprafața este în lungul planului (001), reflexii (110), $\lambda = 1{,}35$ Å. Schematic domeniile sînt prezentate în figura XIII.49b.

La inversarea polarizării razei incidente se observă o inversare a constrastului. Topografiile nu au o rezoluție prea bună.

În topografia cu neutroni *nepolarizați* pot fi *vizualizați pereții de domeniu*. Aceasta este de așteptat în cazul domeniilor de 90°, deoarece distorsiunea magnetostrictivă a rețelei, la granițele domeniilor, poate conduce, în monocristale bune, la perturbații în propagarea fasciculelor de neutroni, destul de similare cu cele ale radiațiilor X. Pereții de 180° nu sînt asociați cu modificări în distorsiunea rețelei și vizualizarea lor bună implică o cunoaștere a teoriei dinamice a difracției de neutroni prin cris-

tale magnetice perfecte [289]. Sub rezerva calculelor detaliate se pare că trăsăturile generale ale contrastului observat pot fi atribuite efectelor de reflexie totală ale graniţelor [290].



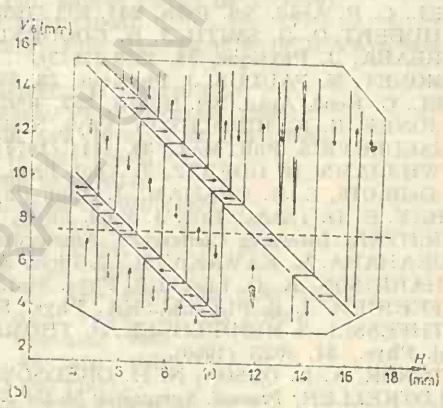


Fig. XIII.49. — Domenii în cristale de fier-siliciu evidenţiate prin topografie cu neutroni polarizaţi.

XIII 9.5. Topografia cu ajutorul radiaţiilor X

Teoria dinamică a difracţiei prezice că atunci cînd cristalul aproape perfect este într-o poziţie de difracţie faţă de radiaţia X incidentă există un fascicul intens difractat care este reversat (transmisie anormală). Orice distorsiune a periodicităţii reţelei cristaline ca aceea care apare în peretele domeniului „stinge" radiaţia difractată ce pătrunde în acea regiune a cristalului. Deci structura de domenii este relevată prin topografie de radiaţii X la suprafaţa cristalului. Această tehnică relevă structura de domenii internă în cristale ce au o grosime de pînă la aproximativ 100 μm. Metoda necesită un timp mare de expunere, şi ca atare se foloseşte numai pentru studii statice [291, 292].

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BIBLIOGRAFIE

1. R. BECKER, Z. Phys., **33**, 905 (1932).
2. L. LANDAU, E. LIFSHITZ, Phys. Z. Sowjetuion, **8**, 153 (1935).
3. C. KITTEL, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
4. L. NÉEL, Cahiers Phys., **25**, 1 (1944).
5. C. KITTEL, J. C. GALT, *Ferromagnetic Domain Theory in Solid State Physics*, Ed. F. Seitz and D. Turnbull, vol. III, Academic Press New York, 1956, p. 437—564.
6. W. F. BROWN JR., *Micromagnetism*, Interscience Publ., New York, 1963.
7. S. STRICKMAN, D. TREVES, *Micromagnetism in Magnetism*, Ed. G.T. Rado and H. Suhl, vol. III, Academic Press, New York, 1963, p. 395—414.
8. M. PRUTTON, *Thin Ferromagnetic Films*, Butterworths, London, 1964.
9. R. F. SOOHOO, *Magnetic Thin Films*, Harper and Row, New York, 1965.
10. R. CAREY, E. D. ISAAC, *Magnetic Domains and Techniques for Their Observation*, The English University Press, London, 1966.
11. A. I. AHIEZER, V. T. BARIAHTAR, S. V. PELETMINSKI, *Spinovje Volnj*, Izd. Nauka, Moscova, 1967 (cap. I).
12. C. HERRING, C. KITTEL, Phys. Rev., **81**, 869 (1951).
13. Gh. ADAM, A. CORCIOVEI, J. Appl. Phys., **43**, 4763 (1972).
14. A. AHARONI, Phys. Stat. Solidi, **16**, 3 (1966).
15. A. AHARONI, *Application of micromagnetics*, in CRC Crit. Revs. in Solid State Sciences, **2**, 121 (1971).
16. J. KACZER, M. ZELENY, P. SUDA, Czech. J. Phys., **34**, 1064 (1963).
17. C. KITTEL, Phys. Rev., **70**, 965 (1946).
18. GH. ADAM, Studii Cerc. Fiz. **23**, 671 (1970) și **30**, 197 (1978).
19. F. BLOCH, Zeit. Phys., **74**, 295 (1932).
20. E. LIFSHITZ, J. Phys. USSR, **8**, 337 (1944).
21. C. HERRING, Phys. Rev., **85**, 1003 și **87**, 60 (1952).
22. L. NÉEL, C. R. Acad. Sci. Paris, **241**, 533 (1955).
23. E. E. HUBERT, O. O. SMITH, J. B. GOODENOUGHT, J. Appl. Phys., **29**, 294 (1958).
24. B. BARBARA, J. Physique, **34**, 1039 (1973).
25. W. SIMONET, M. PAULUS, J. Physique, **28**, 653 (1967).
26. L. NÉEL, C. Rend. Acad. Sci. (Paris), **257**, 4092 (1963).
27. G. A. JONES, B. K. MIDDLETON, Phys. Stat. Solidi (a), **3**, K259 (1970).
28. J. P. JACUBOVICS, Phil. Mag., **30**, 1111 (1974).
29. H. J. WILLIAMS, M. GOERTZ, J. Appl. Phys., **23**, 316 (1962).
30. R. W. DeBLOIS, C. D. GRAHAM, J. Appl. Phys., **29**, 932 (1958).
31. R. CAREY, E. D. ISAAC, Brit. J. Appl. Phys., **17**, 279 (1966).
32. TH. RICHTER, Intermag Conference, Amsterdam, 1969.
33. S. TSUKAHARA, H. KAWAKATSU, J. Phys. Soc. Japan, **32**, 1493 (1972).
34. C. G. HARRISON, K. D. LEAVER, Phys. Stat. Sol. (a), **15**, 415 (1973).
35. R. P. FERRIER, I. B. PUCHALSKA, Phys. Stat. Sol., **28**, 335 (1968).
36. S. METHFESSEL, S. MIDDELHOEK, H. THOMAS, IBM J. Res. Develop., **4**, 96 (1969); J. Appl. Phys., **31**, 302S (1960).
37. E. J. TÖROK, A. L. OLSON, N. H. OREDSON, J. Appl. Phys., **36**, 1394 (1965).
38. E. FELDTKELLER, *Proceed. Symposion on the Electric and Magnetic Properties on Thin Metallic Layers*, Leuven, Belgium, 1961, p. 100.
39. S. MIDDELHOEK, D. WILD, IBM. J. Res. Develop., **11**, 93 (1967).
40. W. KAYSER, IEEE Trans. Magnetics, **MAG-13**, 141 (1967).
41. K. V. STEIN, E. FELDTKELLER, J. Appl. Phys., **38**, 4401, (1967).
42. S. STRIKHMAN, D. TREVES, J. Appl. Phys., **31**, 147S (1960).
43. S. MIDDELHOEK, J. Appl. Phys., **33**, 1111 (1962).
44. J. H. WILLIAMS, R. C. SHERWOOD, J. Appl. Phys., **28**, 548 (1957).
45. R. W. DeBLOIS, Reports AFCRL-67-0107, 68—0414, Schenectady, New York, 1967—1968.
46. K. L. CHOPRA, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill, New York, 1969.
47. I. D. BURSUC, M. SUCIU, *Pături subțiri feromagnetice*, Edit. Academiei, 1969.
48. H. N. OREDSON, E. J. TÖROK, IEEE Trans. Magn., **MAG-4**, 44 (1968).
49. F. F. Y. WANG, J. Appl. Phys., **39**, 865 (1968).
50. A. AHARONI, CRC Crit. Revs in Solid State Sciences, **2**, 121 (1971).
51. W. F. BROWN, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, North Holland Publishing Comp., Amsterdam, 1962.
52. A. HUBERT, Phys. Stat. Solidi, **32**, 519 (1969).
53. L. NÉEL, Cahiers de Physique, **25**, 21 (1944).
54. A. HUBERT, Zeit. angew. Phys., **26**, 35 (1969).

55. H. J. WILLIAMS, R. M. BOZORTH, W. SHOCKLEY, Phys. Rev., **75**, 155 (1969).
56. K. D. LEAVER, Phys. Stat. Solidi, **27**, 153 (1975).
57. C. E. PATTON, F. B. HUMPHREY, J. Appl. Phys., **37**, 4269 (1966).
58. T. SUZUKI, C. H. WILTS, C. E. PATTON, J. Appl. Phys., **39**, 1983 (1968).
59. E. FUCHS, Zeit. angew. Phys., **14**, 203 (1962).
60. S. MIDDELHOEK, J. Appl. Phys., **34**, 1054 (1963).
61. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **38**, 3196 (1967).
62. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **39**, 861 (1968).
63. B. A. LILLEY, Phil. Mag., **41**, 792 (1950).
64. C. KOOY, U. ENZ, Philips Research Repts., **15**, 7 (1960).
65. A. HERPIN, *Thèorie du Magnetism*, Bibliotèque des Sciences et Techniques Nucléaires, 1968, p. 716.
66. S. CZIKAZUMI, *Physics of Magnetism*, John Willey and Sons, New York, 1957.
67. W. ANDRA, Phys. Stat. Solidi, **2**, 99 (1962); *Tonkie feromagnetiki plionki*, Izd. Mir., Moskva, 1964, p. 9—26.
68. R. M. MOON, J. Appl. Phys., **30**, 82S (1959).
69. H. W. FULLER, H. RUBINSTEIN, J. Appl. Phys., **30**, 84S (1959).
70. H. W. FULLER, M. E. HALE, J. Appl. Phys., **31**, 308S (1960).
71. E. FUCHS, Zs. Naturwiss, **47**, 392 (1960).
72. P. J. CRAIK, R. S. TEBBLE, *Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains*, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965.
73. G. T. TRAMMELL, Phys. Rev., **131**, 932 (1963).
74. H. ZIJLSTRA, IEEE Trans. Magn., **6**, 179 (1970).
75. B. BARBARA, C. BECLE, R. LEMAIRE, D. PACCARD, C.R. Acad. Sci. Paris, **271**, 880 (1970).
76. M. PAULUS, C.R. Acad. Sci. Paris, **245**, 2227 (1957).
77. M. PAULUS, C. R. Acad. Sci. Paris., **250**, 1213 şi 2332 (1960).
78. H. D. DIETZE, H. THOMAS, Zeit. Physik, **163**, 523 (1961).
79. E. FELDTKELLER, Zeit. angew. Phys., **15**, 206 (1963);
E. FELDTKELLER, E. FUCHS, Zeit. angew. Phys., **18**, 1 (1964).
80. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **37**, 3271 (1966).
81. A. AHARONI, Phil. Mag., **25**, 993 (1972); Phil. Mag., **26**, 1473 (1972); Phys. Stat. Solidi(a), **18**, 661 (1973).
82. A. HUBERT, Computer Phys. Commun., **1**, 343 (1970).
83. A. HOLTZ, A. HUBERT, Zeit. angew. Phys., **26**, 145 (1969).
84. A. HUBERT, Phys. Stat. Solidi, **38**, 699 (1970) şi **32**, 519 (1969).
85. J. P. JACUBOVICS, Phil. Mag., **14**, 881 (1966).
86. J. P. JACUBOVICS Phil., Mag., **30**, 983 (1974).
87. A. AHARONI, IEEE Trans. Mag., **MAG-10**, 939 (1974).
88. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **46**, 908 (1975);
A. AHARONI, J. Appl. Phys., **46**, 914 (1975).
89. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **46**, 1783 (1975).
90. W. F. BROWN, A. E. LABONTE, J. App. Phys., **36**, 1380 (1965).
91. K. KIRCHNER, W. DÖRING, J. Appl. Phys., **39**, 855 (1968).
92. A. E. LABONTE, Tesis, Univ. of Minessota, 1966.
93. A. E. LABONTE, J. Appl. Phys., **40**, 2450 (1969).
94. A. AHARONI, J. Physique, **32**, C1-966 (1971).
95. R. COLLETTE, J. Appl. Phys., **35**, 3294 (1964).
96. E. FELDKELLER, Zs. Naturwiss, **42**, 476 (1961).
97. E. FELDKELLER, Zeit. angew. Phys., **13**, 161 (1961).
98. H. RIEDEL, A. SEEGER, Phys. Stat. Solidi. (b), **46**, 372 (1971).
99. H. KRONMÜLLER, Phys. Stat. Solidi, **11**, K125 (1965).
100. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **41**, 186 (1970).
101. A. HUBERT, Zeit. Angew. Phys., **32**, 58 (1971).
102. S. TSUKAHARA, H. KAWAKATSU, J. Phys. Soc. Japan, **32**, 72 (1972).
103. R. WOLFE, A. J. KURTZIG, R. C. LECRAW, J. Appl. Phys., **41**, 1218, (1970).
104. D. E. LACKILSON, J. CHADWICK, J. L. PAGE, J. Phys. D, **5**, 810 (1972).
105. GH. ADAM, Studii Cerc. Fiz., **23**, 671 (1971).
106. C. KITTEL, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
107. Z. MÁLEK, V. KAMBERSKY, Czech. J. Phys., **8**, 416 (1958).
108. J. SILCOX, Phil. Mag., **8**, 1395 (1963).
109. J. P. JACUBOVICS, Phil. Mag., **14**, 881 (1966).
110. C. G. HARRISON, Phys. Letters, **41A**, 53 (1972).
111. A. GREEN, K. D. LEAVER, Phys. Stat. Solidi, (a), **29**, K173 (1975).
112. T. SUZUKI, Zeit. Angew. Phys. **32**, 75 (1971).

113. D. C. HOTHERSALL, Phys. Stat. Solidi (b), **51**, 529 (1972).
114. A. GREEN, K. D. LEAVER, Phys. Stat. Solidi (a), **27**, 69 (1975).
115. T. SUZUKI, G. H. WILTS, J. Appl. Phys., **40**, 1216 (1969).
116. D. C. HOTHERSALL, Phil. Mag., **20**, 89 (1969).
117. E. FUCHS, Zeit. Angew. Phys., **15**, 206 (1963).
118. M. S. COHEN, K. J. HARTE, J. Appl. Phys., **40**, 3597 (1969).
119. K. J. MARTE, M. S. COHEN, J. Appl. Phys., **40**, 1218 (1969).
120. L. REIMER, A. KAPPERT, Zeit. Angew. Phys., **26**, 58 (1969).
121. R. H. WADE, J. Appl. Phys., **37**, 366 (1966).
122. H. KAPPERT, Zeit. Angew. Phys., **29**, 139 (1970).
123. R. AJEIAN, H. KAPPERT, L. REIMER, Zeit. Angew. Phys., **30**, 80 (1970).
124. T. SUZUKI, A. SEEGER, Comments on Solid State Physics, **3**, 128, 173 (1971).
125. H. KAPPERT, P. SCHMIESING, Phys. Stat. Solidi, (a), **4**, 737 (1971).
126. G. F. COX, M. I. DARBY, Phys. Stat. Solidi (a), **10**, K105 (1972).
127. J. P. GUIGAY, Phys. Stat. Solidi (a), **14**, 299 (1972).
128. T. SUZUKI, A. HUBERT, Phys. Stat. Solidi, **38**, K5 (1970).
129. C. G. HARRISON, K. D. LEAVER, P. R. SWAM, Proc. 5-th Europ. Congr. Electron Microscopy, Manchester, 1972.
130. J. B. GOODENOUGH, Phys. Rev., **102**, 356 (1956).
131. J. KACZER, R. GEMPERLE, Cech. J. Phys., **B10**, 505, 614 (1961).
132. G. KOZLOWSKI, V. ZIETEK, Acta Phys. Pol., **29**, 261 (1966).
133. W. F. DRUYVESTEYN, J. W. F. DORLEYN, Philips Res. Repts., **26**, 11 (1971).
134. D. J. CRAIK, D. A. McINTYRE, IEEE Trans. Magn., **MAG-5**, 378 (1969).
135. D. J. CRAIK, D. A. McINTYRE, Proc. Roy. Soc., **A313**, 97 (1969).
136. D. J. CRAIK, P. V. COOPER, Phys. Lett., **33A**, 411 (1970).
137. D. J. CRAIK, P. V. COOPER, W. F. DRUYVESTEYN, Phys. Lett., **34A**, 244 (1971).
138. S. H. CHARAP, J. M. NEUCHIK, IEEE Trans. Magn., **MAG-5**, 566 (1969).
139. L. F. BATES, F. E. NEALE, Proc. Phys. Soc. (London), **A53**, 374 (1950).
140. W. SHOCKLEY, Phys. Rev., **73**, 1246 (1948).
141. L. NÉEL, J. Phys. Rad., **5**, 241, 265 (1944).
142. H. J. WILLIAMS, Elec. Eng., **69**, 817 (1950).
143. M. FOX, R. S. TEBBLE, Proc. Phys. Soc., **72**, 765 (1958); **73**, 325 (1959).
144. J. KACZER, J. Exper. Theor. Phys., **46**, 1787 (1964).
145. M. ROSENBERG, C. TĂNĂSOIU, *Magnetic Domain in Magnetic Oxides*, part. 2, Ed. by D. J. Craik, p. 483, J. Wiley and Sons, 1973.
146. R. SZYMCZAK, Archiv. Elektr., **15**, 477 (1966).
147. J. KACZER, Czech. J. Phys., **B12**, 354 (1962).
148. ref. [65], pag. 740.
149. H. HONDA, S. KAYA, Sci. Rep. Tohoku Univ., **15**, 721 (1926).
150. H. J. WILLIAMS, W. SHOCKLEY, Phys. Rev., **75**, 178 (1949).
151. E. KONDORSKI, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **68**, 37 (1949).
152. M. KERSTEN, Zeit. Angew. Phys., **7**, 397 (1955).
153. R. BRENNER, Zeit. Angew. Phys., **7**, 391 (1955).
154. H. J. WILLIAMS, Phys. Rev., **70**, 106 (1946).
155. R. M. BOZORTH., J. Phys. Rad., **12**, 308 (1951).
156. G. GUILLAUD, R. VAUTIER, *Colloque National de Magnetism*, Ed. CNRS, 1958 p. 25.
157. H. J. WILLIAMS, W. SCHOCKLEY, Phys. Rev., **78**, 341 (1950).
158. A. I. AHIEZER, V. T. BORCHAHTAR, S. V. PELEPMINSKI, *Spinovie Volni*, Izd. Nauka, Moskva, 1967, Cap. I.
159. A. CORCIOVEI, G. COSTACHE, D. VAMANU, *Ferromagnetic Thin Films*, in Solid State Physics, Eds. F. Seitz, D. Turnbull, W. Ehrenreich, Vol. 27, Academic Press., New York, 1972, p. 237—350.
160. A. CORCIOVEI, D. VAMANU, Rev. Roum. Phys., **18**, 693 (1973).
161. A. CORCIOVEI, GH. ADAM, Journ. de Physique (Paris), **32C**, 408 (1971).
162. A. CORCIOVEI, GH. ADAM, Rev. Roum. Phys., **16**, 275 (1971).
163. A. CORCIOVEI, GH. ADAM, in *Proceed of the Int. Conf. on Magnetism*, ICM-73, Publ. House „Nauka", Moscov, 1974, vol. III, pp. 443—447.
164. K. J. HARTE, J. Appl. Phys., **39**, 1503 (1968).
165. H. SATO, R. S. TOTH, R. W. ASTRUE, J. Appl. Phys., **34**, 1064 (1963).
166. H. SATO, R. W. ASTRUE, S. S. SHINOZAKI, J. Appl. Phys., **35**, 822 (1964).
167. H. SATO, R. S. TOTH, R. W. ASTRUE, *Magnetic Domain Structures of Epitaxially Grown Single-Cristal Thin Films*, in *Single Cristal Films* (M. H. Francombe and H. Sato, eds.), Pergamon Press., Oxford, 1964, p. 395—413.
168. Y. GONDO, J. Phys. Soc. Japan, **17**, 1129 (1962).
169. Y. GONDO, Z. FUNATOGAWA, J. Phys. Soc. Japan, **17**, suppl., **B1**, 621 (1962).
170. J. T. RAFFEL, J. Appl. Phys., **30**, 60S (1959).

171. J. T. RAFFEL, D. O. SMITH, Proceed. UNESCO Int. Conf. Paris, 1959, p. 447.
172. W. SCHÜPPEL, V. KAMBERSKY, Phys. Stat. Solidi, **2**, 345 (1962), sau în *Tonkie Ferromagnetiki plionki*, Izd. Mir. Moskova, 1964, p. 105—158.
173. H. J. WILLIAMS, R. C. SHERWOOD, F. C. FOSTER, E. M. KELEY, J. Appl. Phys., **28**, 1181 (1957).
174. N. SAITO, H. FUJIWARA, Y. SUGITA, J. Phys. Soc. Japan, **19**, 1116 (1964).
175. R. J. SPAIN, Appl. Phys. Letters, **3**, 208 (1963).
176. T. KOIKEDA, K. SUZUKI, S. CHIKAZUMI, Appl. Phys. Letters, **4**, 160 (1964).
177. G. S. KRINCHIK, A. N. VERHOZIN, JETF, **51**, 1321 (1966).
178. G. S. KRINCHIK, A. N. VERHOZIN, FTT, **9**, 2315 (1967).
179. H. FUJIWARA, Y. SUGITA, N. SAITO, J. Phys. Soc. Japan, **19**, 782 (1964).
180. R. W. DeBLOIS, J. Appl. Phys., **36**, 1647 (1965).
181. A. BALTZ, J. Appl. Phys., **37**, 1485 (1966).
182. R. J. SPAIN, Appl. Phys., Letters, **6**, 8 (1965).
183. D. S. LO, M. M. HANSON, J. Appl. Phys., **38**, 3 (1967).
184. I. B. PUCHALSKA, R. P. FERRIER, Thin Solid Films, **1**, 437 (1967—1968).
185. I. B. PUCHALSKA, *Proceed Int. Conf. Magnetism*, Nottingham, 1964, p. 870.
186. I. B. PUCHALSKA, Acta. Phys. Polon, **36**, 589 (1969).
187. M. S. COHEN, J. Appl. Phys., **32**, 87S (1961).
188. A. SUKIENNICKI, Phys. Stat. Solidi, **29**, 417 (1968).
189. Y. MURAYAMA, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 2253 (1966).
190. G. S. KRINCHIK, J. Appl. Phys., **39**, 859 (1966).
191. G. S. KRINCHIK, E. E. CHEPUHOVA, în *Fizika Magnitnih Plionok*, A.N. SSSR, Irkutsk, 1968, p. 149—153.
192. L. NÉEL, Proc. Kyoto Conf. Theor. Phys. (Science Council of Japan), 1954, p. 701.
193. B. K. TANNER, Contemp. Phys., **20**, 187 (1979).
194. L. ROTH, J. Appl. Phys., **31**, 2000 (1960).
195. G. A. SLACK, J. Appl. Phys., **31**, 1571 (1960).
196. K. KUROSAWA, S. SAITO, S. TAKEMOTO, Japan, J. Appl. Phys., **13**, 804 (1974).
197. M. SCHLENKER, J. BARUCHEL, J. Appl. Phys., **49**, 1966 (1978).
198. T. YAMADA, S. SAITO and Y. SHIMOMURA, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 672 (1966).
199. K. NAKAHIGASHI, N. FUKUOKA, Y. SHIMOMURA, J. Phys. Soc. Japan, **38**, 1634 (1975).
200. K. SAITO, K. NAKAHIGASHI, Y. SHIMOMURA, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 850 (1966).
201. M. SCHLENKER, J. BARUCHEL, J. NOUET, Proc. Int. Conf. Magn., Moscova, **4**, 368 (1973).
202. B. K. TANNER, D. MIDGLEY, M. SAFA, Phys. Stat. Sol. (a), **28**, K89 (1975).
203. R. H. PETIT, J. FERRÉ, J. NOUET, J. Phys. (Paris), **36**, 431 (1975).
204. B. K. TANNER, Progr. Crystal Growth and Assessment, **1**, 23 (1977).
205. M. SAFA, B. K. TANNER, Physica, **86—88B**, 1347 (1977).
206. S. HOSOYA, M. ANDO, Phys. Rev. Lett., **26**, 321 (1971).
207. M. ANDO, S. HOSOYA, Phys. Rev. Lett., **29**, 281 (1972).
208. S. PALMER, J. Phys. F: Metal Phys., **5**, 2370 (1975).
209. M. SAFA, B. K. TANNER, Phil. Mag., **37**, 739 (1978).
210. I. B. PUCHALSKA, J. F. SADOC, J. Appl. Phys., **47**, 233 (1976).
211. G. S. CARGILL III, R. J. GAMBINO, J. J. CUOMO, IEEE Trans. Mag., **MAG-10**, 803 (1974).
212. G. DIETZ, A. HÜNSELER, J. Magn. Magn., **6**, 68 (1977).
213. H. KRONMÜLLER, R. SCHÖFFER, G. SCHROEDER, J. Magn. Magn. Mat., **6**, 61 (1977).
214. F. BITTER, Phys. Rev., **38**, 1903 (1931).
215. L. VON HAMOS, P. A. THIESSEN, Zeit. Physik, **71**, 442 (1931).
216. S. KAYA, Zeit. Physik, **89**, 796 (1934); **90**, (1934); K.J. Sixtus, Phys. Rev., **51**, 870 (1937); T. SOLLER, Zeit Physik, **106**, 485 (1937); W. C. ELMORE, L. W. McKEEHAN, Trans. Amer. Inst. Min. Met Engeen., **120**, 236 (1936).
217. W. C. ELMORE, Phys. Rev., **54**, 309 (1938); **62**, 486 (1942).
218. L. W. McKEEHAN, W. C. ELMORE, Phys. Rev., **46**, 226 (1934).
219. D. J. CRAIK, P. M. GRIFFITHS, Brit. J., Appl. Phys., **9**, 279 (1958).
220. W. ANDRÄ, Ann. der. Phys., **17**, 233 (1956).
221. N. ELSCHNER, W. ANDRÄ, Fortsch. Phys., **3**, 163 (1955).
222. J. F. DILLON, in *Magnetism* (vol. III), Ed. G. T. Rado, H. Suhl, Academic Press., 1963, p. 417.
223. W. SCHWARTZE, Ann. der Physik, **19**, 322 (1977).
224. W. ANDRÄ, B. SCHWABE, Ann. der. Physik, **17**, 55 (1955).

225. W. ANDRÄ, Ann. der Physik [7], **3**, 334 (1959).
226. H. BOERSCH, H. RASTH, Naturwissenschaften, **46**, 577 (1959)
H. BOERSCH, H. RAITH, D. WOHLLEBEN, Zeit. Physik, **159**, 386 (1960).
227. M. E. HALE, H. W. FULLER, R. RUBINSTEIN, J. Appl. Phys., **30**, 789 (1959).
228. D. WARRINGTON, J. M. RODGERS, R. S. TEBBLE, Phil. Mag., **1**, 1783 (1962).
229. H. W. FULLER, M. E. HALE, J. Appl. Phys., **31**, 238 şi 1699 (1960).
230. D. WARRINGTON, Phil. Mag., **9**, 261 (1964).
231. H. BOERSCH, H. HAMISH, D. WOHLLEBEN, K. GROHMAN, Zeit. Phys. **167**, 72 (1962).
232. P. J. GRUNDY, R. S. TEBBLE, Adv. Phys., **66**, 153 (1968).
233. J. HOFFMAN, J. Appl. Phys., **35**, 1790 (1964).
234. P. J. GRUNDY, R. S. TEBBLE, J. Appl. Phys., **35**, 923 (1964).
235. P. J. GRUNDY, Phil. Mag., **12**, 335 (1965); **14**, 901 (1966).
236. W. F. LEWIS, J. Appl. Phys., **48**, 2980 (1977).
237. Y. TAKATA, J. Phys. Soc. Japan., **18**, 87 (1963).
238. D. J. CRAIK, R. S. TEBBLE, Repts. Progr. Phys., **24**, 116 (1961).
239. G. KOZLOWSKI, W. J. ZIETEK, Acta. Phys. Pol., **A42**, 87 (1972).
240. M. S. COHEN, J. Appl. Phys., **36**, 1602 (1965); Proc. Int. Conf.Magnetism, Boston, 1977.
241. D. WOHLLEBEN, Phys. Lett., **22**, 546 (1966); J. Appl. Phys., **38**, 3341 (1967).
242. D. C. HOTHERSALL, Phil. Mag., **24**, 241 (1971).
243. H. J. WILLIAMS, F. G. FOSTER, E. A. WOOD, Phys., Rev., **82**, 119 (1951).
244. C. A. FOWLER, JR., E. M. FRYER, Phys. Rev., **94**, 52 (1954).
245. C. A. FOWLER, JR., E. M. FRYER, J. Opt. Soc. Am., **44**, 256 (1954).
246. C. A. FOWLER, JR., E. M. FRYER, J. R. STEVENS, Phys. Rev., **104**, 645 (1956).
247. V. D. DÎLGEROV, I. F. DEGTIAREV, Kristalografiya, **5**, 809 (1960).
248. J. KRANZ, A. HUBERT, Zeit. Angew Phys., **3**, 220 (1963).
249. M. HILLER, N. LANGE, J. Appl. Phys., **30**, 945 (1959).
250. J. KRANZ, Naturwissenschaften, **43**, 370 (1956).
251. L. V. KIRENSKI, I. F. DEGTIAREV, JETF, **35**, 584 (1958).
252. J. KRANZ, W. DRECHSEL, Zeit. Phys., **150**, 632 (1958); Naturwissenschaften, **47**, 392 (1960).
253. M. Prutton. Phil. Mag., **4**, 1063 (1959).
254. E. W. LEE, D. R. CALLABY, A. C. LYNCH, Proc. Phys., Soc. (London) **72**, 233 (1958).
255. E. W. LEE, D. R. CALLABY, Nature, **182**, 254 (1958).
256. D. R. CALLABY, J. Appl. Phys., **32**, 298S (1961).
257. W. SWINDEL, E. W. LEE, Phys. Lett., **7**, 104 (1963).
258. M. LAMBECK, IEEE Trans. Magn., **MAG-4**, 41 (1968).
259. J. F. DILLON, Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 238 (1957); J. Appl. Phys., **29**, 539, 1286 (1958).
260. C. KOOY, Phillips Tech. Rev., **19**, 286 (1918).
261. H. J. WILLIAMS, R. C. SHERWOOD, J. R. REMEIKA, J. Appl. Phys., **29**, 1772 (1958).
262. L. REIMER, Zeit. Naturforsch., **11a**, 611 (1956).
263. J. GRYCZA, Acta Phys. Pol., **18**, 537 (1959).
264. H. BOERSCH, M. LAMBECK, H. RAITH, Naturwissenschaften, **46**, 595 (1959); H. BOERSCH, M. LAMBECK, Zeit. Physik, **159**, 248 (1960).
265. A. M. CLOGSTON, J. Phys. Radium, **20**, 151 (1959).
266. A. L. HOUDE, J. Appl. Phys., **32**, 1234 (1961).
267. J. W. SHILLING, G. L. HOUZE, IEEE Trans. Mag., **MAG-10**, 195 (1974).
268. K. DOI, N. MINAKAWA, H. MOTAHASHI, N. MASAKI, J. Appl. Cryst., **4**, 528 (1971).
269. D. J. HUGHES, J. R. WALLACE, R. H. HALTZMAN, Phys. Rev., **73**, 1277 (1948); D. J. HUGHES, M. T. BURGY, R. B. HELLER, J. R. WALLACE, Phys. Rev., **75**, 565 (1949);
M. BURGY, D. H. HUGHES, I. R. WALLACE, W.Z. WOOLF., Phys. Rev., **80**, 953 (1950);
D. Y. HUGHES, M. T. BURGY, Phys. Rev., **81**, 498 (1951).
270. O. HALPERN, T. HOLSTEIN, Phys. Rev., **59**, 960 (1941); Proc. Nat. Acad. Sci., **28**, 112 (1942).
271. C. G. SHULL, E. O. WOLLAN, W. A. STRAUSER, Phys. Rev., **81**, 483 (1951).
272. P. KORPIUN, Zeit. Physik, **195**, 146 (1966).
273. G. M. DRABKIN, V. A. TRUNOV, A. F. SCHEBLETOV, Sov. Phys. JETF Lett., **10**, 336 (1969);
S. A. MALEEV, V. A. RUBAN, V. A. TRUNOV, idem, **10**, 345 (1969).

274. G. M. DRABKIN, E. I. ZABIDAROVA, YA. A. KASMAN, A. I. OKOROKOV, Sov. Phys. JETF, **20**, 261 (1969);
G. M. DRABKIN, A. I. OKOROKOV, V. I. VOLKOV, A. F. SCHEBLETOV, Sov. Phys. JETP Lett., **13**, 1 (1971).
275. H. RAUCH, E. SEIDL, A. ZEILINGER, Zeit. Angew. Phys., **32**, 109 (1971).
276. M. TH. REKVELDT, J. Phys. (Paris), **32**, C1-579 (1971); Zeit. Phys. **259**, 391 (1973).
277. A. I. OKOROKOV, V. V. RUNOV, V. I. VOLKOV, A. G. GUKASOV, JETP, **69**, 590 (1975).
278. W. H. KRAAN, M. TH. RELVELDT, Physica, **B+C**, *86–88*, 1341 (1977).
279. G. M. DRABKIN, A. I. OKOROKOV, V. V. RUNOV, Sov. Phys. JETP Lett., **15**, 324 (1972).
280. M. TH. REKVELDT, J. Magn. Mat., **1**, 342 (1970); J. Phys. (Paris), **38**, C1–23 (1977).
281. S. V. MALEEV, V. A. RUBAN, Sov. Phys. Sol. St. St., **18**, 1331 (1976).
282. S. S. SHILSTEIN, N. O. ELUITIN, V. A. SOMENKOV, Sov. Phys. Sol. St., **16**, 1305 (1975).
283. R. R. NEWTON, O. KITTEL, Phys. Rev., **74**, 1604 (1948).
284. O. SCHAERPF, H. VEHOFF, CH. SCHWINK, Int. J. Magn., **5**, 223 (1973); Physica, **80B**, 289 (1975);
CH. SCHWINK, O. SCHAERPF, Zeit. Phys., **132**, 305 (1975).
285. M. SCHLENKER, C. G. SHULL, J. Appl. Phys., **44**, 4181 (1973).
286. A. G. KLEIN, G. I. OPAT, Phys. Rev., **D11**, 523 (1975); Phys. Rev. Let., **37**, 238 (1976).
287. R. M. MOON, T. TIESTE, W. C. KOEHLER, Phys. Rev., **181**, 920 (1969).
288. S. ALPERIN, P. J. BROWN, P. NATHANS, S. J. PICKART, Phys. Rev. Lett., **8**, 237 (1962).
289. J. SIVARDIÈRE, Acta Cryst., **A31**, 340 (1975).
290. M. SCHLENKER, J. LINARES-GALVES, J. BARUCHEL, *Phil. Mag.* (1977).
291. K. M. HERTZ, J. Appl. Phys., **31**, 147 (1969)
292. M. POLCAROVA, IEEE Trans. Magn., **MAG-5**, 536 (1969).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XIV. | PROCESE DE MAGNETIZARE

XIV.1. Probleme generale

În analiza structurii de domenii a materialului ordonat magnetic am evidenţiat că acesta este magnetizat, chiar în absenţa cîmpului extern. Magnetizarea spontană în interiorul probei variază în direcţie de la un domeniu la altul. La temperaturi sub punctul Curie, pe măsura creşterii cîmpului magnetic extern, magnetizarea macroscopică se modifică de la zero la valoarea sa de saturaţie. Curbele de magnetizare depind de

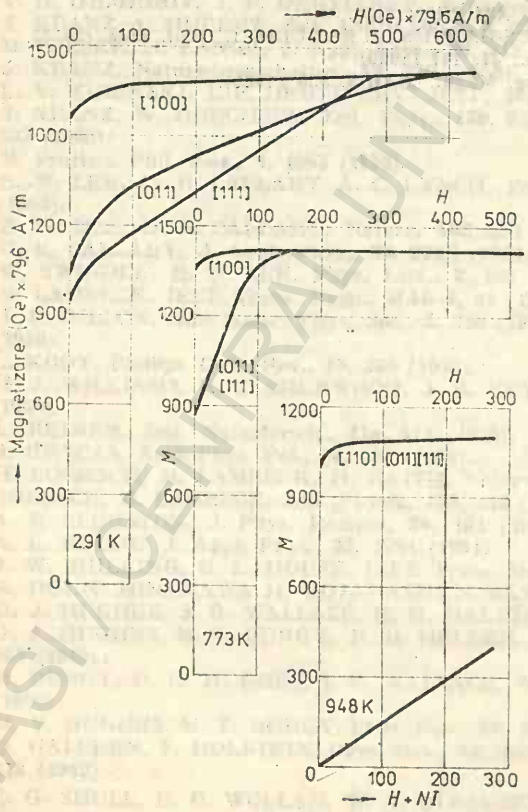


Fig. XIV.1. — Izoterme de magnetizare la un monocristal de fier pentru temperaturile de 291 K, 773 K şi respectiv 948 K.

direcţia de acţiune a cîmpului extern cît şi de temperatură. Pentru a ilustra aceasta prezentăm în figura XIV.1 unele izoterme de magnetizare pentru un monocristal de fier [1]. Cîmpul extern necesar a satura

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

magnetizarea este mult mai mic decît valorile cîmpului molecular ce reflectă efectul interacţiilor de schimb. Prin urmare, energia implicată în procesele de magnetizare poate fi analizată ca o perturbaţie la interacţiile de schimb prezente în sistem.

Analiza datelor experimentale evidenţiază o mare varietate de forme ale curbelor de magnetizare. Aceasta reflectă în esenţă procesele elementare din sistem şi anume deplasări ale pereţilor de domeniu sau rotaţii ale magnetizării atît ireversibile cît şi reversibile. Procesele ireversibile pot fi evidenţiate în structura fină a curbei de magnetizare. Asemenea modificări discontinue în magnetizare au fost observate încă în 1919 [2] şi sînt cunoscute sub denumirea de efect Barkhausen. Ilustrativ, structura „fină" a curbei de magnetizare este evidenţiată în figura XIV. 2. Aceasta

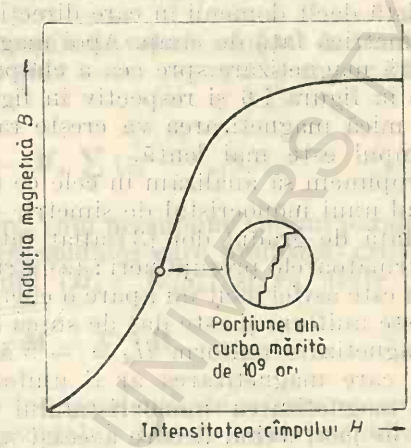


Fig. XIV.2. — Structura „fină" a curbei de magnetizare.

poate fi justificată admiţînd că pe măsura creşterii cîmpului magnetic extern se produce o deplasare a pereţilor de domeniu, astfel că se dezvoltă domeniile ce au magnetizarea paralelă la cîmpul extern „absorbind" pe cele cu direcţia magnetizării orientată mai puţin favorabil. Un perete dat poate fi deplasat reversibil pînă ce cîmpul extern atinge o valoare caracteristică iar apoi ireversibil, corespunzător celei mai mari părţi sau chiar pe întreaga dimensiune a domeniului vecin.

Modificări discontinue ale magnetizării, în monocristale, pot apărea şi prin rotaţii ireversibile ale magnetizării domeniului. Este totodată posibil ca acestea să contribuie la efectul Barkhausen în materiale policristaline.

Ne propunem să analizăm procesele elementare de magnetizare, elemente constitutive ale curbei de magnetizare. Pentru început vom discuta procesele de magnetizare în monocristale ce au simetria cubică. Examinăm apoi procesele de magnetizare în cîmpuri de intensităţi mici. Prezentăm modelele ce descriu deplasarea pereţilor de domeniu şi anume modelul funcţiei potenţiale, modelul elastic, modelul ce ia în considerare frecarea peretelui, deplasarea pereţilor înguşti, deplasări de pereţi în teoria funcţiilor aleatoare cît şi dinamica pereţilor Bloch la frecvenţe ridicate. Plecînd de la experienţe de tip Barkhausen, vom determina numărul şi mărimea discontinuităţilor în curba de magnetizare şi vom estima contribuţia acestora la dependenţa de cîmp a magnetizării. Vom examina contribuţia deplasărilor de pereţi şi a rotaţiilor la susceptivitatea magnetică iniţială. De mare interes tehnic se relevă cîmpul coercitiv şi ca atare

descriem modul de determinare a valorilor H_c în modelul pereților plani rigizi și a cîmpurilor de dispersie. Prezentăm procesele de magnetizare în regiunea apropierii de saturație magnetică cît și unele modele ce pot descrie curbele de magnetizare. În final se discută fenomenul de reptație.

XIV.2. Procese de magnetizare în monocristale

Am arătat în paragraful I.4.2 că magnetizarea unui monocristal depinde de direcția de acțiune a cîmpului extern. În cazul cînd direcția cîmpului extern coincide cu una din axele de ușoară magnetizare, magnetizarea se face în două etape. La început au loc deplasări ale pereților, pînă nu există decît domenii în care direcția de ușoară magnetizare ocupă o poziție simetrică față de cîmp. Apoi magnetizările se rotesc de la direcția de ușoară magnetizare spre cea a cîmpului extern. Aceste procese pot fi urmărite în figura I.6 și respectiv în figura XIV.1. Pentru cîmpuri de intensitate mică magnetizarea va crește rapid iar apoi modificarea acesteia cu cîmpul este mai lentă.

Ne propunem să analizăm în cele ce urmează procesele de magnetizare în cazul unui monocristal de simetrie cubică, ideal și perfect, limitat de o suprafață de gradul doi [3] aflat într-un cîmp extern, uniform H. Vom face următoarele presupuneri: (a) structura de domenii elementară a cristalului este astfel încît nu apare o energie magnetostatică; (b) cîmpul intern H_i este uniform și este dat de suma cîmpului extern H și a cîmpului de demagnetizare uniform $H_d = -NM$, identic cu acela din cristal, în cazul în care magnetizarea ar fi uniformă și egală cu magnetizarea medie; (c) magnetizarea monocristalului poate fi descompusă într-un *număr finit de faze*, avînd fiecare aceeași magnetizare uniformă. O fază i include toate domeniile a căror magnetizare M_i este paralelă cu o anumită direcție. Notînd prin v_i volumul relativ total ocpuat de faza i, vom avea

$$\sum v_i \mathbf{M}_i = \mathbf{M}, \qquad \sum v_i = 1; \tag{XIV.2.1}$$

(d) se admite un mecanism reversibil. Deplasarea pereților permite creșterea unei faze în detrimentul alteia și astfel studiul echilibrului fazelor.

În cazul unui monocristal cu simetrie cubică, energia de anizotropie magnetocristalină este descrisă de relația (XII.2.13) $\epsilon_a = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$. Dacă cîmpul $\mathbf{H}_i$ este nul există șase poziții de echilibru distincte: $\alpha_1 = \pm 1$, $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$; $\alpha_2 = \pm 1$, $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$; $\alpha_3 = \pm 1$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Astfel pentru un cîmp intern nul, cele șase faze distincte pot să coexiste în echilibru în cristal.

Să introducem monocristalul în cîmpul de inducție $\mathbf{B}(= \mu_0\mathbf{H})$, direcția acestuia fiind definită prin cosinușii directori p, q și r, astfel ca $p \geqslant q \geqslant r$. Pentru $\mathbf{B}$ relativ mic, energiile fazelor nu mai sînt echivalente. Astfel dacă $p > q$, este favorizată energetic faza care corespunde direcției Ox, cea mai apropiată de direcția pozitivă de acțiune a cîmpului. Néel admite că această supoziție este valabilă pentru orice valoare a cîmpului extern $\mathbf{B}$. Ca atare, dacă $\mathbf{B} \neq 0$, și direcția acestuia implică ca $p > q > r$, cristalul este format dintr-o fază. Dacă $p = q > r$ există două poziții de echilibru echivalente, simetri în raport cu planul (110) *).

(*) planul $x + y = 0$.

Dacă $p = q = r$ sînt trei faze echivalente în echilibru, simetrice în raport cu o axă ternară. Diferitele moduri de magnetizare ale unui monocristal de fier sînt date în tabelul XIV.1.

TABELUL XIV.1.
Moduri de magnetizare ale unui monocristal de fier

Moduri de magnetizare	Cîmp de inducţie intern		Număr de faze
	Intensitate	Direcţie	
I	$B_i = 0$		6
II	$B_i > 0$	$p = q = r$	3
III	$B_i > 0$	$p = q > r$	2
IV	$B_i > 0$	$p > q > r$	1

Să notăm prin v_i şi v_{-i} fracţiile de volum ocupate de fazele ce urmează direcţiile $i = x, y$ şi z şi respectiv $-i = -x, -y$ şi $-z$. Magnetizarea medie este dată de

$$\mathbf{M} = M_s \sum_i (v_i - v_{-i})\mathbf{i}_i. \qquad \text{(XIV.2.2)}$$

În *modul I de magnetizare*, vom presupune cîmpul paralel la una din cele trei axe principale ale elipsoidului care limitează cristalul. Cîmpul intern $\mathbf{H}_i = \mathbf{H} - \mathbf{NM}$ este nul ($H_i = \mathbf{B}_i/\mu_0$) şi ca atare

$$\mathbf{M} = N^{-1}\,\mathbf{H}. \qquad \text{(XIV.2.3)}$$

Deci magnetizarea este independentă de orientarea axelor cristalului în raport cu cele ale elipsoidului. Datele experimentale evidenţiază faptul că cristalele cubice sînt izotrope în cîmpuri de intensitate mică [4], în acord cu rezultatul de mai sus. Acest mod de magnetizare se menţine atît timp cît în sistem există mai mult de trei faze. Să notăm prin $M_{re,i}$ magnetizarea probei corespunzătoare acestei situaţii limită pe care o vom denumi *magnetizare remanentă ideală*. Aceasta ar corespunde cazului în care deplasările de pereţi sînt ireversibile iar rotaţiile magnetizărilor sînt reversibile. Volumele relative ale celor trei faze sînt v_x, v_y şi v_z, unde $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = 1$, iar magnetizările corespunzătoare acestora sînt $M_{re,x} = v_x M_s$, $M_{re,y} = v_y M_s$ şi $M_{re,z} = v_z M_s$. Ca atare vom avea $\sum M_{re,i} = M_s$. Această relaţie defineşte un plan P perpendicular pe axa ternară, a cărei distanţă de origine este M_{re} (fig. XIV.3). Să notăm prin l, m şi n cosinuşii directori ai cîmpului extern $\mathbf{B}$. Punctul de intersecţie cu planul are coordonatele $v_x M_s l^{-1} = v_y M_s\, m^{-1} = v_z M_s n^{-1}$. Astfel

$$\frac{M_s}{l + m + n} = \sqrt{\frac{(v_x^2 + v_x^2 + v_z^2)M_s^2}{l^2 + m^2 + n^2}} = M_{re}. \qquad \text{(XIV.2.4)}$$

Relaţia (XIV.2.3) este cunoscută sub denumirea de *legea lui Kaya*. Aceasta a fost obţinută empiric [5] ca urmare a studiilor efectuate asupra unor monocristale de fier, în formă de bare, semnificaţia teoretică fiind evidenţiată de Gorter [6].

Magnetizarea exprimată prin relaţia (XIV.2.3) este bine determinată, totuşi proporţiile relative ale celor şase faze care coexistă nu sînt cunos-

cute, deoarece cantităţile v_x, v_{-x}, v_y, v_{-y}, v_z, v_{-z} sînt date de relaţiile (XIV.2.2) — în număr de trei — şi respectiv de o relaţie $\sum v_i + v_{-i} = 1$. Situaţia se modifică cînd se atinge valoarea magnetizării remanente. În acest caz nu vor mai fi faze a căror magnetizări sînt orientate în direcţiile $-x$, $-y$ şi $-z$ ci doar după x, y şi z. Volumele relative ale acestora sînt date de:

$$v_x = \frac{l}{l+m+n}\ ;\ v_y = \frac{m}{l+m+n}\ ;\ v_z = \frac{n}{l+m+n}. \quad \text{(XIV.2.5)}$$

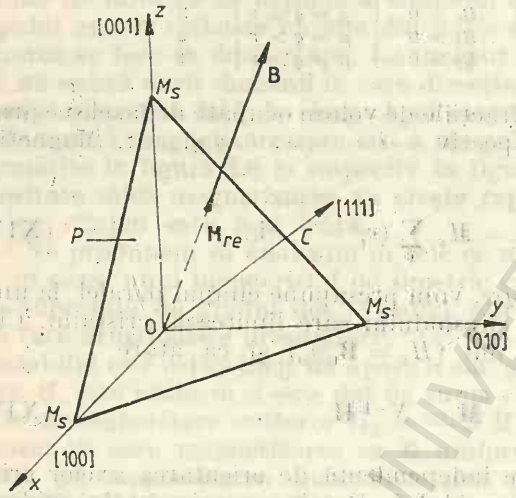


Fig. XIV.3. — Modul de calcul al magnetizării remanente pentru situaţia limită a modului I.

Să analizăm magnetizarea unei bare la care raportul l_b/d este suficient de mare, astfel încît coeficientul de demagnetizare transversal este 1/2 iar cel longitudinal este practic nul. Să notăm prin l, m, n ($l > m > n > 0$) cosinuşii directori ai generatoarei. Cîmpul extern este paralel cu axa cilindrului. După atingerea valorii M_{re}, magnetizarea se face conform cu *modul II*. Cîmpul intern H_i trebuie să fie dirijat după axa cristalului cea mai apropiată de cîmp, deci a căror cosinuşi directori sînt $\sqrt{3}/3$. Cîmpul intern este $\mathbf{H}_i = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d$ (fig. XIV.4). În acest caz $[\cos_\Delta \theta] = (\sqrt{3}/3)(l + m + n)$, deci

$$H_i = \frac{\sqrt{3}\,H}{(l+m+n)}. \quad \text{(XIV.2.6)}$$

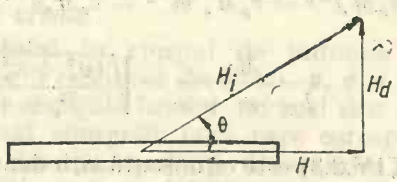


Fig. XIV.4. — Magnetizarea unui monocristal în formă de bară.

Sub acţiunea cîmpului H_i magnetizările spontane ale celor trei faze OA, OB şi OC se apropie de o axă ternară, rotindu-se în poziţiile OA', OB' şi OC' (Fig. XIV.5). Planul $A'B'C'$ normal la axa [111] o intersectează în punctul D, lungimea OD depinzînd de H_i. Să notăm prin

$v_{x'}$, $v_{y'}$, și $v_{z'}$, conținutul relativ al fazelor magnetizate după OA', OB' și OC' ($v_{x'} + v_{y'} + v_{z'} = 1$). Avem

$$OM = (v_{x'}\,\mathbf{i}' + v_{y'}\,\mathbf{j}' + v_{z'}\,\mathbf{k}')\,M_s \qquad \text{(XIV.2.7)}$$

Punctul M este deci situat în planul $A'B'C'$, în interiorul triunghiului. Magnetizarea OM trebuie să fie paralelă cu axa barei, deoarece coeficientul de demagnetizare N este mare; astfel, orice înclinare mică

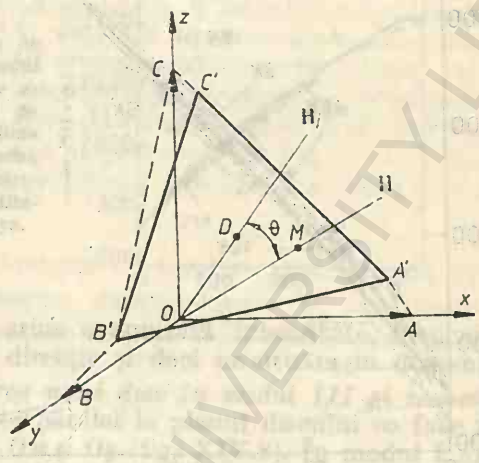


Fig. XIV.5. — Schema de calcul a magnetizării unei bare în modul II.

ar produce un cîmp de demagnetizare transversal H_d. Deci magnetizarea $M = OM$ se obține cu o bună aproximație luînd intersecția planului $A'B'C'$ cu o paralelă la axa barei dusă prin O. În acest caz avem

$$OM = OD(\cos\theta)^{-1}, \qquad \text{(XIV.2.8)}$$

de unde

$$M\frac{l+m+n}{\sqrt{3}} = F\left(\frac{\sqrt{3}\,H}{l+m+n}\right) \text{ modul II.} \qquad \text{(XIV.2.9)}$$

Curba obținută prin reprezentarea valorilor $M(l+m+n)$ în funcție de $H(l+m+n)^{-1}$ este identică pentru toate barele, oricare ar fi orientarea acestora. Să exprimăm matematic forma acestei curbe. Notînd $\eta = OD/M_s$, rezultă [7]

$$3B_i\,M_s\,K^{-1} = (\eta + \sqrt{2(1-\eta^2)})\,(2\sqrt{2}\,\eta + \sqrt{1-\eta^2})\,(\eta\sqrt{2} - \sqrt{1-\eta^2}). \qquad \text{(XIV.2.10)}$$

De aici se obține funcția $OD = F(H_i)$. Néel [3] a reprezentat (fig. XIV.6) relația (XIV.2.10) comparativ cu datele experimentale [5, 8]. Deviațiile maxime ating 2% și par datorate în principal erorilor mici în orientarea axelor probelor. Prin S și K s-au notat rezultatele obținute de Sizoo [8] și respectiv Kaya [5].

Relația (XIV.2.9) rămîne valabilă atît timp cît coexistă trei faze. Dacă una din componente (OA', OB' sau OC') se anulează rezultă două faze. Aceasta are loc atunci cînd triunghiul $A'B'C'$ se îngustează sub acțiu-

nea cîmpului H_i și astfel $M(=OM)$ se află în planul $A'OB'$. În acest moment vom avea două faze și ca atare magnetizarea se continuă urmînd modul III. Magnetizarea M_c corespunzătoare acestei tranziții este dată de [3]

$$M_c = M_s \cos\lambda \quad \text{unde } \operatorname{tg}\lambda = \frac{2(l+m)-4n}{\sqrt{2(l+m+n)}}. \qquad \text{(XIV.2.11)}$$

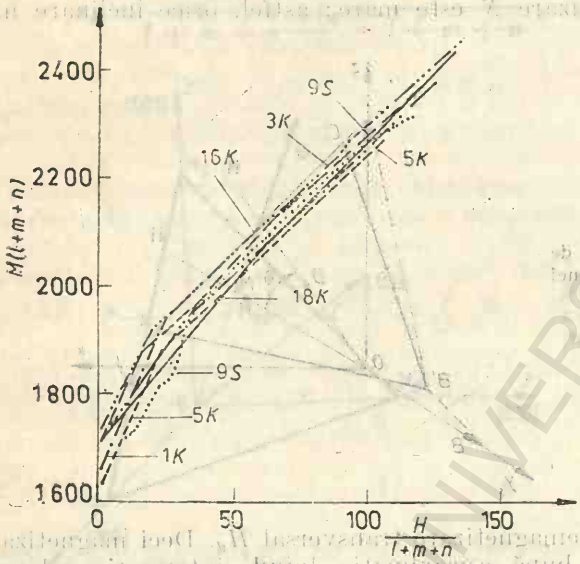


Fig. XIV.6. — Curbe de magnetizare a monocristalelor de fier sub formă de bare, după modul II. Prin linie plină s-a reprezentat curba teoretică. Numerotarea probelor coincide cu cea dată de Kaya (*K*) și Sizoo (*S*).

Dacă magnetizarea este mai mare ca M_c, procesul de magnetizare se face după *modul III*. În acest caz vor exista două faze magnetizate după direcțiile OA' și OB' care corespund cu Ox și Oy (cele mai apropiate de axa barei). Calculul este dificil, exceptînd situația în care $n = 0$, deci axa barei este situată într-un plan de bază al cubului. În această situație se trece direct de la modul I la III. Unul din planele de simetrie geometrică a barei coincide cu planul de simetrie magnetic. Cîmpul intern este paralel cu axa binară, bisectoare a lui Ox și Oy. Dependența de cîmp a magnetizării este dată de

$$M\frac{l+m}{\sqrt{2}} = F_1\left(\frac{\sqrt{2}\,H}{l+m}\right). \qquad \text{(XIV.2.12)}$$

Relația $M = F_1(H)$ reprezintă curba clasică de magnetizare urmînd axa binară. Aceasta se obține prin inversarea relației [7]:

$$\mu_0 H_i M_s = 2K\eta(2\eta^2 - 1), \qquad \text{(XIV.2.13)}$$

unde $\eta = M/M_s$.

Pentru H mic, prin dezvoltarea în serie a lui (XIV.2.12), se obține

$$\eta = \frac{M}{M_s} = \frac{1}{l+m} + \frac{\mu_0 M_s H}{2K(l+m)^2} + \ldots \quad \text{(modul III)}. \qquad \text{(XIV.2.14)}$$

Néel [3] analizează și situația cînd barele sînt aproximativ orientate după unul din planele de bază al cubului. Acesta consideră valori n foarte mici, păstrînd pentru cosinușii directori l și m aceeași valoare în ordinul doi în n, ca și în cazul în care n este nul. În figura XIV.7 se redau valorile $M(l+m)$ în funcție de $H(l+m)^{-1}$, comparativ cu datele experimentale pentru $n \leqslant 0{,}1$ [5, 8]. Se observă o bună concordanță cu curba teoretică (relația (XIV.2.12)) trasată prin linie continuă.

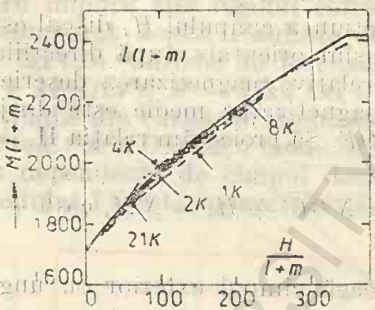


Fig. XIV.7. — Curba de magnetizare după modul III a barelor orientate aproximativ în planul de bază al cubului. Prin linie plină s-a reprezentat curba teoretică. Prin linii întrerupte s-au redat rezultatele obținute de Kaya.

Dacă cîmpul extern a atins o anumită intensitate, domeniile sînt magnetizate după o singură direcție și deci ne situăm în domeniul IV.

Să analizăm *magnetizarea unui disc în modul III și respectiv IV*. Cîmpul extern uniform H este paralel la planul discului ce face unghiul φ cu bisectoarea OC a axelor Ox și Oy (fig. XIV.8). În modul I magnetizarea este proporțională cu cîmpul, pînă ce atinge valoarea

$$M_{re} = \frac{M_s}{l+m} = \frac{M_s}{\sqrt{2}\cos\varphi}. \qquad \text{(XIV.2.15)}$$

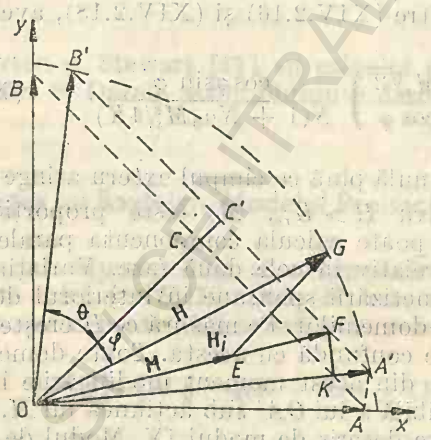


Fig. XIV.8. — Schema de calcul a magnetizării unui disc în conformitate cu modul III și IV.

Pentru obținerea acestei valori cîmpul extern va trebui să fie $H_{re} = NM_s(\sqrt{2}\cos\varphi)^{-1}$, unde N reprezintă coeficientul de demagnetizare a discului după o direcție perpendiculară la axă. Dacă $H > H_{re}$, cîmpul intern H_i este diferit de zero și va fi situat în planul perpendicular la bisectoarea exterioară a axelor Ox și Oy, deci din motive de simetrie după direcția OC. Din relația $\mathbf{H}_i = \mathbf{H} - N\mathbf{M}$, rezultă că magnetizarea este situată în planul xOy. Sub

acțiunea cîmpului intern H_i magnetizarea spontană se rotește din OA în OA' și din OB în OB', simetrice în raport cu OC. Notînd prin θ unghiul între OB' și OC' avem $OC' = OB' \cos\theta$. Energia sistemului este $\epsilon = (K/4)\cos^2 2\theta - \mu_0 M_s H_i \cos\theta$. Aceasta este minimă pentru $\partial\epsilon/\partial\theta = 0$, ceea ce conduce la

$$H_i = (2K/\mu_0 M_s)\cos\theta(2\cos^2\theta - 1), \qquad \text{(XIV.2.16)}$$

relație ce determină pe θ în funcție de H_i.

Sub acțiunea cîmpului H_i discul este constituit din domenii a căror magnetizări sînt orientate după direcțiile OA' și OB'. În funcție de conținutul lor relativ, magnetizarea descrie dreapta $A'B'$. Prin ipoteză am admis că magnetizarea medie este dirijată după OE, deci aceasta este descrisă de OF. Să proiectăm relația $\mathbf{H}_i = \mathbf{H} - \mathbf{NM}$ pe dreapta OC. Avem

$$H\cos\varphi = N\overline{OC'} + H_i = NM_s\cos\theta + (2K/\mu_0 M_s)\cos\theta(2\cos^2\theta - 1), \qquad \text{(XIV.2.17)}$$

relație ce leagă cîmpul exterior cu unghiul θ.

Notînd prin $M_\perp$ magnetizarea perpendiculară la cîmpul extern, proiecția aceleiași relații pe o direcție perpendiculară la OG, conduce la

$$M_\perp = -(H_i/N)\sin\varphi = -(2K/\mu_0 NM_s)\sin\varphi\cos\theta(2\cos^2\theta - 1). \qquad \text{(XIV.2.18)}$$

Relațiile (XIV.2.16) și (XIV.2.18) leagă $M_\perp$ și H prin intermediul unghiului θ.

Dacă cîmpul intern este de intensitate mică, OA' este apropiat de OA și astfel θ este apropiat de $\pi/4$ și deci $\cos\theta = \sqrt{2}/2 + \varepsilon$. Neglijînd termenii în ε^2 și eliminînd ε între (XIV.2.16) și (XIV.2.18), avem

$$M_\perp = -\left(H - \frac{NM_s\sqrt{2}}{2\cos\varphi}\right)\frac{\cos\varphi\sin\varphi}{N(1 + N\mu_0 M_s^2/4K)}. \qquad \text{(XIV.2.19)}$$

Magnetizarea normală $M_\perp$ este nulă pînă ce cîmpul extern atinge valoarea $H_{re} = NM_s\sqrt{2}(2\cos\varphi)^{-1}$. Pentru $H > H_{re}$, $M_\perp$ este proporțională cu $(H - H_{re})$. În mod similar se poate calcula componenta paralelă $M_\parallel$ a magnetizării cît și conținutul relativ în cele două faze. Variația magnetizării provine din rotația magnetizării spontane în interiorul domeniilor cît și din modificarea repartiției domeniilor. Pe măsură ce H crește, punctul F se apropie de A' și în final se confundă cu acesta. Toate domeniile sînt astfel magnetizate după OA' și din acest moment modificările în magnetizare provin din rotația reversibilă a lui OA' sub acțiunea lui H. În acest caz procesul de magnetizare este descris de modul IV. Modul de calcul al magnetizării a fost analizat de Becker și Döring [9]. Orientarea magnetizării se va modifica și ca atare vom avea o variație a componentelor $M_\perp$ și $M_\parallel$. În calcul nu va trebui să ținem seama de energia cîmpului demagnetizat, deoarece aceasta este constantă și independentă de orientare. Energia de anizotropie magnetocristalină este $\epsilon_a = K\alpha_1^2\alpha_2^2 = K\cos^2(\pi/2 - \theta)\cos^2(\pi/4 + \theta) = (K/8)(1 + \cos 4\theta)$ iar energia cîmpului extern este $\epsilon =$

$= -\mu_0 M_s H \cos(\varphi - \theta)$. Energia totală este minimă atunci cînd θ satisface relaţia

$$K \sin 4\theta = 2\mu_0 M_s H \sin(\varphi - \theta). \qquad \text{(XIV.2.20)}$$

Componentele normale şi paralele sînt: $M_\perp = M_s \sin(\varphi - \theta)$ şi $M_{||} = M_s \cos(\varphi - \theta)$.

Rezumînd discuţia, evidenţiem că componenta normală a magnetizării în funcţie de cîmpul extern implică trei regiuni corespunzătoare modurilor I, III şi IV. Néel a comparat aceste rezultate teoretice cu datele experimentale [4, 10] (fig. XIV.9). Curbele au fost calculate pentru valori $K = 4{,}3 \cdot 10^5$ erg/cm^3($\times 10^4$J/m^3), $M = 1710$ Oe($\times$ 79,6 A/m), $N = 0{,}734$ şi respectiv 0,190. Porţiunile din curbă corespunzătoare modului I sînt reprezentate prin segmentele OA şi OB iar a modului II prin segmentele AC şi BD. Acestea sînt dependente de cîmpul demagnetizant. Porţiunea CDE ce corespunde modului IV este independentă de N.

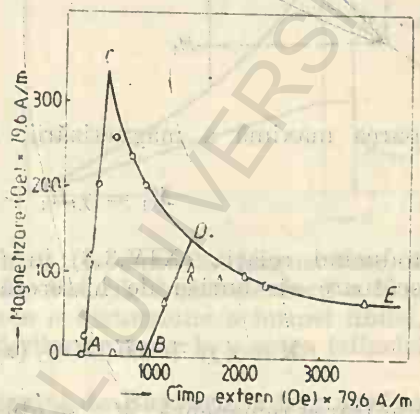


Fig. XIV.9. — Componenta normală a magnetizării în discuri tăiate dintr-un plan de bază al cubului. Prin linie plină s-au reprezentat curbele teoretice. Datele experimentale după: o [4] şi Δ [10].

Lawton şi Stewart [11] au calculat de asemenea $M_\perp$ şi $M_{||}$ pentru unele valori θ. Datele astfel obţinute descriu bine valorile experimentale [4].

XIV.3. Legea lui Rayleigh. Modelul Preisach

Studiul experimental al magnetizării unei probe, în cîmpuri de intensitate mică ($\simeq H_c/10$, unde H_c este cîmpul coercitiv), a evidenţiat [12] că aceasta poate fi descrisă prin relaţia

$$M = M' + \chi(H - H') \pm (1/2)\alpha(H - H')^2. \qquad \text{(XIV.3.1)}$$

Am notat prin M' magnetizarea probei în cîmpul H' iar α este o constantă care caracterizează materialul considerat (constanta Rayleigh). Magnetizarea, într-o primă aproximaţie, este rezultatul contribuţiilor componentei reversibile $\chi(H - H')$ şi respectiv ireversibile $\pm (1/2)\alpha(H - H')^2$. Semnul „+" corespunde situaţiei cînd $H > H'$ iar cel „−" pentru $H < H'$. Relaţia (XIV.3.1) descrie corect datele exprimentale, în cazul unui număr mare de materiale, magnetizate în cîmpuri de intensitate mică [13].

Să considerăm un ciclu de histereză, limitat de valorile $-H_1$ şi H_1 ale cîmpului extern (fig. XIV.10). Magnetizarea probei în acest interval de valori H, va creşte de la $-M_1$ la $+M_1$. Ramura crescătoare a ciclului de histerezis poate fi descrisă prin relaţia

$$M = -M_1 + \chi_i(H + H_1) + (\alpha/2)(H^2 + H_1^2). \qquad \text{(XIV.3.2)}$$

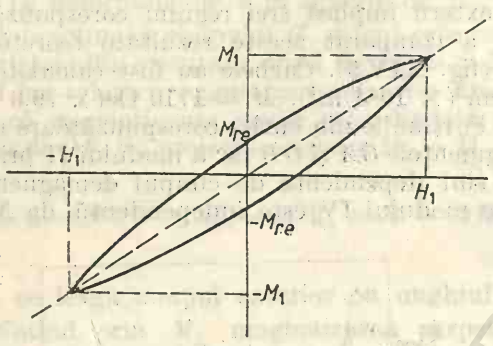


Fig. XIV.10. — Ciclul de histereză Rayleigh.

Valoarea maximă a magnetizării, M_1, se obţine pentru $H = H_1$

$$M_1 = \chi_i H_1 + \alpha H_1^2 \qquad \text{(XIV.3.3)}$$

Introducînd relaţia (XIV.3.3) în (XIV.3.2), ramurile crescătoare şi descrescătoare ale curbei de histereză (ciclu Rayleigh) sînt date de

$$M = (\chi_i + \alpha H_i)H \pm (\alpha/2)(H^2 + H_1^2). \qquad \text{(XIV.3.4)}$$

Magnetizarea remanentă, M_{re}, se obţine din (XIV.3.4) pentru $H = 0$

$$M_{re} = (\alpha/2)H_1^2. \qquad \text{(XIV.3.5)}$$

Cîmpul coercitiv $H_c(M = 0)$, în acord cu (XIV.3.4,) este

$$H_c = -(H_1 + \chi_i/\alpha) + \sqrt{(\chi_i/\alpha + H_1)^2 + H_1^2}. \qquad \text{(XIV.3.6)}$$

Pierderile prin histereză, în acord cu relaţia (I.6.25), sînt date de $W_m = \int (\mu_0/2)\, H dM$ deci

$$W_m = (4/3)\alpha\mu_0 H_1^2. \qquad \text{(XIV.3.7)}$$

În figura XIV.11 prezentăm dependenţa de cîmp a componentei ireversibile $M_{ir} = \alpha H_1^2$ şi, respectiv, reversibile $M_{rev} = 2\chi_i H$.

Să presupunem că asupra probei acţionează un cîmp magnetic alternativ $H = H_1 \cos \omega t$. Magnetizarea probei nu urmează întrutotul forma de variaţie a cîmpului extern şi poate fi descrisă prin relaţia [9]

$$M = M_\omega \sin(\omega t - \delta) + M_{3\omega} \sin 3\omega t + M_{5\omega} \sin 5\omega t + \ldots \qquad \text{(XIV.3.8)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Unghiul ce caracterizează defazajul este dat de

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha H_1}{\chi_i + \alpha H_1}, \qquad \text{(XIV.3.9)}$$

iar raportul între amplitudinea armonicii a treia şi a celei fundamentale este

$$k = \frac{3M_{3\omega}}{M_\omega} = \frac{4}{5\pi} \cdot \frac{\alpha H_1}{\chi_i}. \qquad \text{(XIV.3.10)}$$

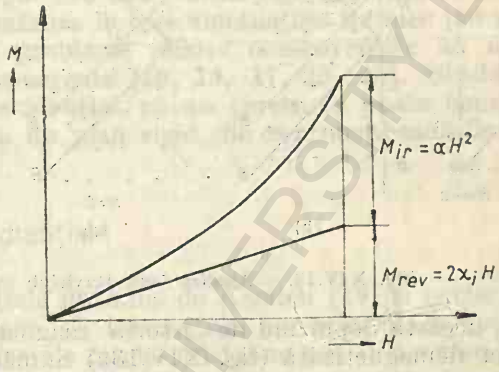


Fig. XIV.11. — Dependenţa de cîmp a componentei ireversibile şi respectiv reversibile a magnetizării.

Ca urmare a prezenţei unei histereze în magnetizare, factorul de pierdere tgδ are o valoare finită. Valorile k sînt de dorit a fi minime, deoarece armonica a treia produce o distorsiune a formei undei, iar pe de altă parte, ca rezultat al pierderilor ce apar la o reţea trifazică legată în triunghi.

Relaţia stabilită experimental de Rayleigh, a fost analizată teoretic în diferite modele [14—17]. Să discutăm pentru început modelul Preisach, model ce caută să justifice expresia componentei ireversibile a ciclului Rayleigh. Partea reversibilă reprezentată prin susceptivitatea iniţială, este constantă în domeniul de valabilitate a legii Rayleigh. Vom presupune că materialul este format din mai multe domenii mici, fiecare avînd o curbă de histereză rectangulară (fig. XIV.12) [18]. Să notăm prin a cîmpul coercitiv, curba de histereză fiind deplasată prin b, comparativ

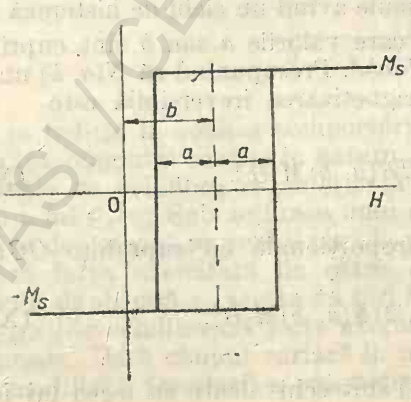


Fig. XIV.12. — Curbă de histereză rectangulară.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

cu originea. *În absența cîmpului extern* ($H = 0$), distribuția domeniilor în planul ab este uniformă (fig. XIV.13). Semnele (+) și respectiv (−) evidențiază faptul că magnetizarea este dirijată după direcția pozitivă, respectiv negativă. În regiunea $b > a$ (AOb) magnetizarea este negativă, în timp ce în domeniile pentru care $b < -a$ (BOb') este pozitivă. Restul de domenii situate în regiunea AOB pot lua atît valori pozitive cît și ne-

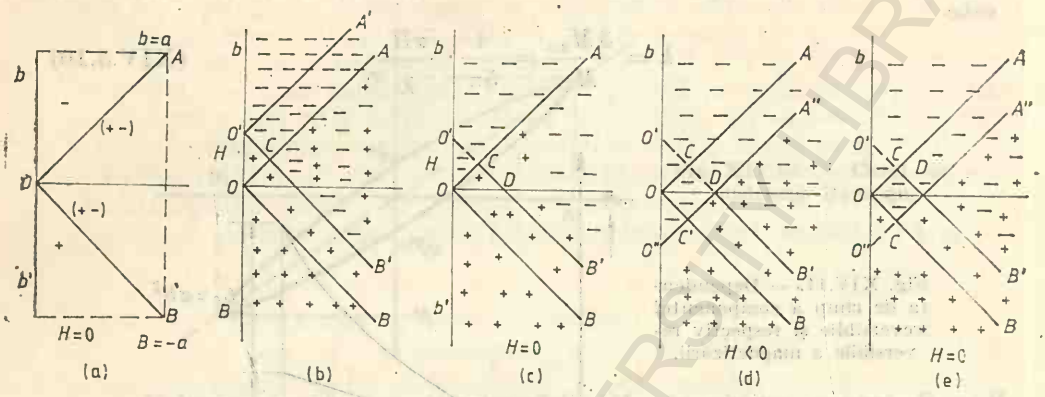


Fig. XIV.13. — Analiza legii Rayleigh în modelul Preisach.

gative, aceasta depinzînd de „istoria" magnetică a probei. Dacă proba este complet demagnetizată (fig. XIV.13a) numărul de domenii magnetizate pozitiv este identic cu cel al domeniilor magnetizate negativ. Sub acțiunea cîmpului extern $H = H_e > 0$, AOB se va deplasa în $A'O'B'$ prin distanța $OO' = H_e$. Numărul de domenii magnetizate pozitiv va crește (fig. XIV. 13*b*) corespunzător regiunii din plan pentru care $b < H_e - a$. Dacă încetează acțiunea cîmpului extern, H_e, ciclurile aflate în regiunea OCO' redevin negative. Cele din regiunea $OBB'C$ rămîn pozitive. Dacă materialul este supus acțiunii cîmpului extern $H = -H_e$ (fig. XIV.13d), domeniile pentru care $b > -H_e + a$ sînt magnetizate negativ. În cazul cînd acțiunea cîmpului H_e încetează, pe baza unei discuții similare cu cea din (fig. XIV.13c) se obține o distribuție a magnetizărilor domeniilor, prezentată în figura XIV.13e. În procesul de magnetizare, se modifică numai magnetizările acelor domenii a căror parametri sînt situați în regiunea $O'DO''$ a planului (ab). Modelul poate fi aplicat și la un ansamblu de particule fine, fiecare din particule avînd un ciclu de histereză deplasat.

Numărul de cicluri, pentru care valorile a sau b sînt cuprinse între $a + da$ și respectiv $b + db$ este $Ndabd$. Presupunînd că $N(a, b)$ nu variază, în acord cu figura XIV.13e, magnetizarea ireversibilă este

$$M_{ir} \propto 2N(a, b)M_s H_e^2. \qquad \text{(XIV.3.11)}$$

Magnetizarea remanentă proporțională cu suprafața $OCDC'$ este dată de

$$M_{re} \propto (1/2)N(a, b)M_s H_e^2. \qquad \text{(XIV.3.12)}$$

Relațiile (XIV.3.11) și (XIV.3.12) sînt echivalente cu legea lui Rayleigh.

XIV.4. Deplasări de pereți de domeniu

În numeroase materiale feromagnetice masive cu anizotropie magnetocristalină ridicată, pentru o gamă largă de cîmpuri externe, deplasările de pereți constituie mecanismul de magnetizare dominant. Interacțiile complexe ale pereților, cu defectele rețelei cristaline, determină anumite proprietăți de mare interes tehnic cum sînt curbele de primă magnetizare, cîmpul coercitiv etc.

Numeroși autori au abordat, din punct de vedere teoretic, deplasarea unui perete într-un mediu cristalin perturbat. O problemă importantă este legată de modul de comportare a peretelui și anume măsura în care acesta este un obiect rigid sau din contră este deformabil. În plus este important de a preciza măsura în care fluctuațiile termice pot activa deplasările pereților. Aceste probleme relativ controversate au condus la elaborarea unor modele concurente [19, 16, 17, 20, 21]. Studii prin simulare numerică [21] au evidențiat că un perete se poate comporta, depinzînd de condiții, fie ca un plan rigid, fie ca o membrană flexibilă.

XIV.4.1. Modelul funcției potențiale

Modelul funcției potențiale introdus de Kersten [19] și perfecționat de către Néel [16], presupune că interacțiile peretelui Bloch (asimilat cu planul său mediu) cu defectele rețelei cristaline pot fi descrise prin o energie potențială $\epsilon_V(x)$, care este o funcție aleatoare de abscisă x a peretelui (fig. XIV.14). În acest model unidimensional, studiul deplasării

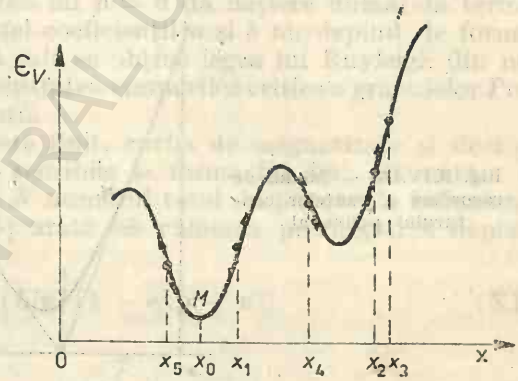


Fig. XIV.14. — Variația cu distanța a energiei potențiale a peretelui plan.

peretelui se reduce la analiza comportării unui punct M, pe curba $\epsilon_V(x)$, sub acțiunea cîmpului magnetic extern. În cîmp nul punctul M se află într-o poziție de echilibru caracterizată prin abscisa x_0, ce corespunde la un minim a lui $\epsilon_V(x)$. Sub acțiunea unui cîmp magnetic a cărei intensitate crește, M se deplasează reversibil pînă în punctul în care panta $d\epsilon_V(x)/dx$ echilibrează forța exercitată de către cîmp. Dacă M atinge un punct de inflexiune de abscisă x_1, acesta va sări ireversibil pînă în punctul x_2 unde panta $\partial\epsilon_V(x)/\partial x$ echilibrează forța exercitată de către cîmp și unde peretele se oprește. Dacă cîmpul variază în mod monoton se observă o succesiune de modificări (creșteri) a magnetizării, atît reversibile cît și irever-

sibile. Dacă se inversează sensul de variaţie, în momentul cînd peretele a atins poziţia x_3, are loc o deplasare reversibilă x_3x_4 urmată de un salt ireversibil x_4x_5, în sens invers lui x_2x_3. Rezultă astfel un ciclu elementar de histereză (fig. XIV.15). Deplasările punctului M, în această regiune a curbei $\epsilon_V(x)$ se poate asocia cu inversarea magnetizării unei granule

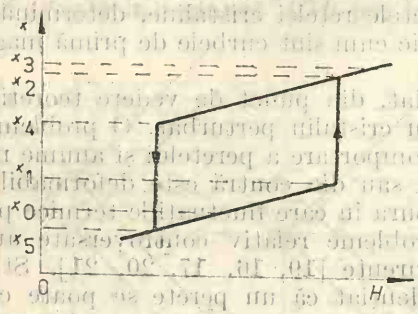


Fig. XIV. 15. Ciclul elementar de histereză.

magnetice efective sau granulă Preisach [14, 18]. Termenii reversibili depind de concavitatea „gropilor" funcţiei potenţiale, în timp ce termenii ireversibili sînt legaţi de distribuţia statistică a pantelor inflexiunilor [23, 24].

Kersten [19] a ales ca funcţie potenţială o sinusoidă. Néel [16] arată că o asemenea alegere nu poate fi justificată. Aceasta, printre altele, nu poate explica legea lui Rayleigh cît şi comportarea în cîmpuri de intensitate mică. Néel admite că funcţia $\epsilon_V(x)$ este dată de un contur poligonal în care porţiunile ascuţite sînt înlocuite prin arce de parabolă (fig. XIV.16). Se presupune că pantele sînt distribuite statistic şi nu există nici o corelaţie între pantele vecine.

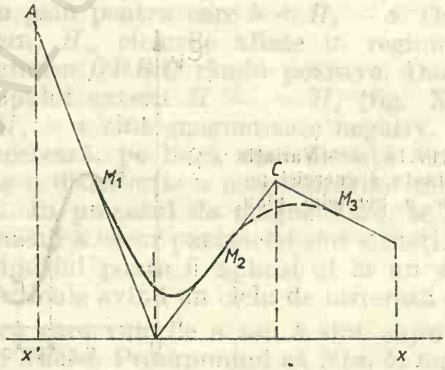


Fig. XIV.16. — Modul de racordare a pantelor conturului poligonal.

Pantele inflexiunilor p sînt măsurate prin panta redusă $p = P/P_0$ iar cîmpul extern prin cîmpul redus $h = 2M_s(H/P_0)$ (pentru un perete de 180°). M_s reprezintă magnetizarea la saturaţie a materialului iar P_0 este panta inflexiunii caracteristice, care determină „duritatea" magnetică a materialului. Fiind dat un cîmp redus h, peretele va depăşi barierele de energie a căror puncte de inflexiune sînt mai mici ca h. Să notăm prin $f(p)dp$ probabilitatea de a găsi o pantă în intervalul de valori $(p, p + dp)$.

Pentru a studia deplasările unui perete ca efect al cîmpului h, Néel clasifică pantele în funcţie de o mărime caracteristică ε. Pantele de inflexiune $\epsilon_V(x)$ sînt notate prin A, B şi C: A pentru $p > \varepsilon$; B pentru $|p| < \varepsilon$ iar C pentru $p < -\varepsilon$.

Curba $\in_V(x)$ poate fi descompusă în patru tipuri posibile de domenii AB^nA, AB^nC, CB^nA, și CB^nC, unde n este un număr întreg mai mare sau egal cu zero. De exemplu, un „domeniu" de tip AB^nC este o regiune a lui $\in_V(x)$ care conține $n+2$ puncte de inflexiune. Primul aparține categoriei A, următoarele n puncte de inflexiune la categoria B, iar ultimul la C. Se poarta arăta că *după demagnetizare în cîmp alternativ peretele poate fi fixat numai îm domeniul* CB^nA. Să presupunem că atunci cînd cîmpul de demagnetizare redus $|h|$ ia valoarea ε, peretele se află de exemplu, în interiorul unui domeniu de tip AB^nA. Dacă cîmpul ce descrește are valoarea $-\varepsilon$, peretele care se deplasează spre stînga a atins cu siguranță extremitatea dreaptă a arcului de parabolă AB care delimitează domeniul în partea stîngă. Peretele a traversat pante de tip B și nu se află pe arcul AB deoarece poziția nu este stabilă ca urmare a faptului că panta primei laturi A este pozitivă și superioară în modul celei de-a doua laturi B. Peretele a traversat deci în mod ireversibil arcul AB și continuă a coborî panta spre stînga în afara domeniului considerat și va fi imposibil de a urca această pantă, deoarece valoarea maximă pozitivă pe care o va relua cîmpul de demagnetizare va fi ε, inferioară pantei din A. Peretele nu se va putea deci reîntoarce în domeniul AB^nA. Prin raționamente analoge, se poate arăta, că peretele nu poate să se găsească într-un domeniu de tip AB^nC sau de tip CB^nC.

Néel [6] evidențiază că în cîmpuri de intensitate mică (ε mic), magnetizarea reversibilă este legată de domeniile CA și CB^2A iar magnetizarea ireversibilă de domeniile CB^2A. Contribuțiile celorlalte domenii CB^nA sînt neglijabile. Această analiză conduce la o curbă de magnetizare inițială de tip Rayleigh descrisă prin $M = aH + bH^2$.

Dacă ε tinde la zero (cîmpuri de intensitate mică) distribuția probabilității $f(p)$ în vecinătatea lui $p = 0$ dă naștere numai la termeni de ordin mai înalt $0(H^3)$. Astfel coeficienții a și b nu depind de forma analitică a lui $f(p)$. Pe această cale se obține legea lui Rayleigh din modelul Preisach, presupunînd că densitatea cîmpurilor critice a granulelor Preisach, lîngă $H = 0$, este constantă.

Dacă cîmpul redus este finit, curba de magnetizare și deci cîmpul coercitiv se presupun a fi sensibile la forma lui $f(p)$. Să notăm prin L drumul liber al peretelui și N numărul total de puncte de inflexiune conținute în acesta. Néel [16] arată că valoarea presupusă a deplasărilor peretelui domeniului este

$$t = (L/n)\,[1 - \exp(-n)], \qquad \text{(XIV.4.1)}$$

cu

$$n = N \int_h^\infty f(p)\mathrm{d}p. \qquad \text{(XIV.4.2)}$$

Am notat prin n valoarea așteptată a numărului de obstacole pe parcursul L, care nu pot fi depășite decît de un cîmp redus egal cel puțin cu h. Cîmpul coercitiv redus h_c este definit prin cîmpul redus pentru care $t = L/2$. Valoarea corespunzătoare a lui n se obține prin rezolvarea numerică a relației (XIV.4.1), pentru $t = L/2$, și conduce la $n = 1{,}59$. Combinînd valorile calculate ale lui a, b și H_c se poate obține o expresie simplă pentru parametrul adimensional bH_c/a. Compararea acestora cu valorile experimentale poate constitui un test al modelului.

Néel [16] neavînd la dispoziție date experimentale, a presupus că funcția de distribuție a pantelor de inflexiune p ale lui $\in_V(x)$ urmează o lege de tip Gauss

$$f(p) = \pi^{-1/2} \exp(-p^2). \qquad \text{(XIV.4.3)}$$

În aceste presupuneri, raportul bH_c/a ar putea varia între 0,6 pentru materiale magnetice dure și 1,5 pentru materiale magnetice moi. Ca un exemplu specific pentru ultima situație sînt monocristalele de Fe-Si. Valorile experimentale bH_c/a sînt însă de $(2 \div 5)$ ori mai mari ca cele calculate teoretic.

Aceste discordanțe [16, 23] pot fi atribuite următoarelor cauze: (1) modelul descrie mișcarea unui perete Bloch, în timp ce valorile a, b și H_c sînt determinate pentru probe ce au o structură magnetică complexă; (2) distribuția reală a forțelor de fixare exercitate prin defectele de rețea, asupra pereților, ar putea fi diferită de cea gaussiană; (3) poate să existe o corelație între pantele inflexiunilor succesive p_i și că atare deplasarea peretelui poate fi modificată.

Studiul în cîmpuri de intensități mici a monocristalelor de Fe-Si demagnetizate [24], evidențiază o curbă de primă magnetizare de forma celei din figura XIV.17. Se observă o succesiune de deplasări reversibile

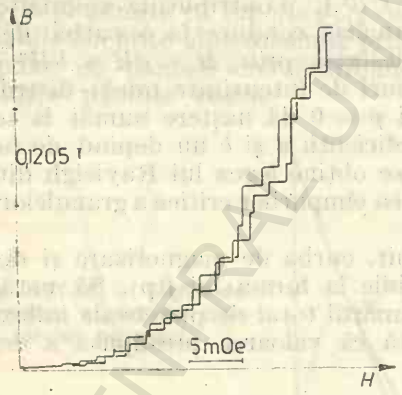


Fig. XIV.17. — Curbă de magnetizare pentru monocristale de Fe-Si.

și ireversibile, dimensiunile salturilor fiind mai mari odată cu creșterea cîmpului extern H. Acest rezultat confirmă modelul funcției potențiale. Dacă admitem că valorile pantei $p = \mathrm{d}\in_V(x)/\mathrm{d}x$ în punctele de inflexiune sînt distribuite după o anumită lege, șansele de a întîlni o pantă cu o valoare suficientă pentru a opri deplasarea peretelui, scad odată cu creșterea lui H. În consecință, peretele sare, în cursul deplasărilor ireversibile, peste un număr din ce în ce mai mare de maxime ale funcției potențiale.

Folosind modelul Néel [16] în care funcția $\in_V(x)$, proporțională cu $\int H(x)\mathrm{d}x$, se înlocuiește cu o succesiune de arce de parabolă, ce se racordează în punctul de inflexiune, impunînd continuitatea derivatei se poate reconstrui funcția potențială (fig. XIV.18).

Bonnet [25] și Porteseil și colab. [24] au arătat că există o corelație între numerele aleatoare p_i ce constituie pantele de inflexiune succesive.

Coeficientul de corelaţie c_k a numerelor aleatoare p_i şi p_j, obţinut astfel încît distanţa $j - i$ să aibă o valoare dată k, este

$$c_k = \frac{\sum_i (p_i - \langle p \rangle)(p_{i+k} - \langle p \rangle)}{\sum_k (p_i - \langle p \rangle)^2}. \qquad \text{(XIV.4.4)}$$

În cazul monocristalelor de Fe-Si s-a determinat o expresie pentru c_k de forma $c_k = \exp(-k/4{,}7)$. Aceasta reprezintă o confirmare cantitativă a rezultatelor evidenţiate în figura XIV.18. Funcţia aleatoare $\epsilon_r(x)$ are o

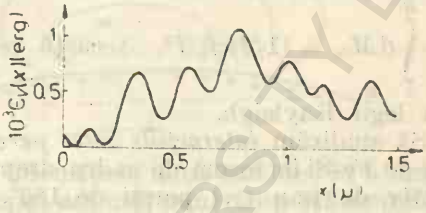


Fig. XIV.18. — Funcţia potenţială.

memorie statistică care se întinde pe o distanţă ce corespunde la mai multe grosimi ale peretelui. Pantele de inflexiune în figura XIV.18 sînt superioare valorii medii luate după o distanţă mare. Datele de mai sus evidenţiază că este necesar un cîmp mediu diferit de zero pentru ca peretele să se propage cu o viteză constantă. Acest fapt permite introducerea noţiunii de *cîmp de propagare*.

Analiza tipului de distribuţie $f(p)$, ce conduce la cea mai bună concordanţă între funcţia t dată de (XIV.4.1) şi curba experimentală iniţială, s-a făcut în 3 ipoteze. Acestea au în vedere o dependenţă de tip Gauss $(p) = \pi^{-1/2}\exp(-p^2)$ [13], de tip Lorentz [26] cît şi familia de funcţii $(p) = K_r(1 + |p|^n)^{-1}$. Rezultatele studiilor [23] arată c ă ultima relaţie, cu $n = 3{,}5$, descrie mai bine datele experimentale. Aceste date evidenţiază că forma curbei de magnetizare, în afara regiunii Rayleigh, cît şi cîmpul coercitiv depinde de forma analitică a lui $f(p)$. Deoarece corelaţiile între pantele reduse ale inflexiunilor au o zonă finită d, acestea nu influenţează curba de magnetizare, în cîmpuri destul de puternice pentru a mişca peretele, prin distanţe mai mari ca d. Ca atare valorile H_c nu vor fi modificate. Corelaţiile par a avea un efect apreciabil în cîmpuri mici care mişcă peretele prin distanţe mai mici ca d.

Magnetizarea ireversibilă, în cîmpuri mici, este legată de domeniile CB^2A. Să presupunem că valoarea absolută a pantei inflexiunii date, este $|p_j| < \varepsilon$. Dacă pantele inflexiunilor sînt corelate, probabilitatea de a găsi $|p_{j+1}| < \varepsilon$ este amplificată. Astfel numărul de domenii CB^2A şi deci componenta ireversibilă a magnetizării va creşte. Porteseil [23] a efectuat un calcul pentru situaţia în care corelaţiile se extind la pantele inflexiunilor vecine. Se evidenţiază că raportul b/a trebuie multiplicat în acest caz cu 1,91.

Datele experimentale evidenţiază că mişcarea peretelui Bloch nu are un caracter general, ca urmare a faptului că aceasta depinde de interacţia perete-defect. De exemplu bH_c/a este mult mai mic pentru probe de oţel decît la un monocristal de Fe-Si. Aceasta reflectă probabil o distribuţie statistică a pantelor de inflexiune în oţel, apropiată de o lege

de tip Gauss, deoarece contribuţiile aleatoare la energia potenţială $\in_r(x)$ sînt mai numeroase şi mai puţin corelate în spaţiu.

Pe baza modelului de mai sus Néel [16] a analizat legea lui Rayleigh. Aşa cum s-a menţionat, deplasarea pereţilor de domeniu este proporţională cu numărul de maxime, pentru care $H_{cr} < H$. Astfel $\int_0^H f_0 \, dH_{cr} = f_0 H$. Magnetizarea ireversibilă ce caracterizează acest proces, este proporţională cu produsul între numărul de pereţi deplasaţi şi drumul parcurs la deplasarea ireversibilă $dM_{ir} = cf_0^2 H dH$. Am notat prin c un factor de proporţionalitate. Magnetizarea ireversibilă poate fi determinată din $M_{ir} = \int_0^H dM_{ir} = (1/2)cf_0^2 H^2$. Această relaţie descrie componenta ireversibilă a legii Rayleigh.

Să analizăm *interacţiile între pereţii de domenii*. Studiind un monocristal de Fe-Si în formă de cadru dreptunghiular care conţine un perete, respectiv doi sau trei pereţi de 180°, Porteseil şi Vergne [27] au analizat forma curbelor de magnetizare în funcţie de numărul de pereţi. Deplasarea unui perete izolat, în cîmpuri de intensităţi mici, conduce la o relaţie de tip Rayleigh. Existenţa a doi pereţi implică o interacţie între aceştia. Diferenţa de comportare între cele două situaţii poate fi evidenţiată analizînd curbele de primă magnetizare din figura XIV.19. În cazul unui

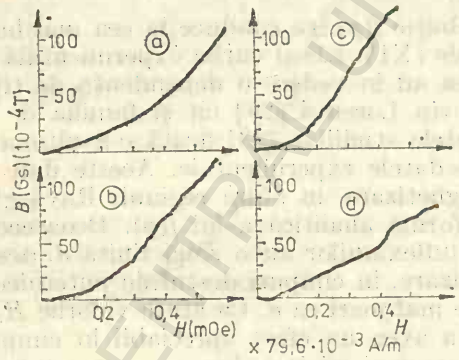


Fig. XIV.19. — Curbe de primă magnetizare pentru un monocristal ce conţine un perete (a) doi pereţi (b şi c) şi respectiv trei pereţi (d).

perete (a), o lege de tip Rayleigh, $M = a_1 H + b_1 H^2$ descrie corect datele experimentale. Coeficienţii a_1 şi b_1 par să nu depindă de poziţia iniţială a peretelui. Dacă în probă sînt doi pereţi, curbele de primă magnetizare sînt mai accidentate şi se remarcă în acelaşi timp o inversare a concavităţii. Pentru cîmpuri externe $H < (16 \div 24)10^{-3}$A/m (0,2 ÷ 0,3) mOe magnetizarea urmează o lege de forma $M = a'H + b'H^2$. În cazul unei configuraţii cu 3 pereţi (d), curbele sînt mai accidentate ca cele descrise în (b) şi (c) şi magnetizarea în cîmpuri mici are valori negative. Aceste date evidenţiază că în sistemul cu mai mulţi pereţi nu are loc o simplă suprapunere a efectelor pereţilor izolaţi şi ca atare ne aşteptăm la interacţii între pereţi Bloch, chiar la cîmpuri de intensitate mică.

Pentru a interpreta aceste date s-a considerat un model ce admite interacţii magnetostatice între pereţi Bloch, în care există o energie magnetostatică. Aceasta poate crea, în mediul magnetizat, cîmpuri de dis-

persie ce pot acționa asupra celorlalți pereți. Locurile de fixare ale pereților sînt defectele cristalului, pereții fiind mai puternic fixați în colțurile cadrului. Pereții se pot curba local, sub efectul presiunii magnetice datorate cîmpului extern (fig. XIV.20). Această curbare se presupune a fi de forma parabolică

$$z = z_0(1 - x^2/L_p^2), \qquad \text{(XIV.4.5)}$$

unde prin $2L_p$ s-a notat lungimea peretelui.

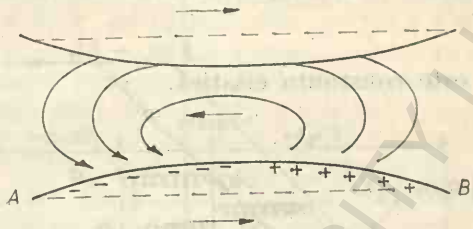


Fig. XIV.20. — Curbarea pereților sub efectul presiunii magnetice datorate cîmpului extern.

Un perete izolat în cîmpuri de intensitate mică conduce la o magnetizare de forma $M = a_1H + b_1H^2$. Supus acțiunii unui cîmp δH neuniform, magnetizarea este

$$M = a_1 \langle H + \delta H \rangle + b_1 \langle (H + \delta H)^2 \rangle, \qquad \text{(XIV.4.6)}$$

unde valorile medii sînt luate pe toată lungimea peretelui.

Presupunem că cei doi pereți contribuie în mod egal la magnetizare iar cîmpurile de cuplaj pe care fiecare le exercită asupra magnetizării sînt, într-o primă aproximație, simetrice. Eroarea introdusă de aceste presupuneri este cu atît mai mică cu cît pereții sînt mai lungi. În final se obține o relație de forma $M = a_1'H + b_1'H^2$, cu

$$a_1' = \frac{2a_1}{1-\lambda}; \; b_1' = 2b_1\left[\frac{1}{1-\lambda} + \frac{2\lambda}{(1-\lambda)^2} + \frac{\mu}{(1-\lambda)^3}\right]. \qquad \text{(XIV.4.7)}$$

Parametrii λ și μ sînt definiți prin $\langle \delta H \rangle = \lambda M/a$ și respectiv $\langle \delta H^2 \rangle = \mu M^2/a^2$. Valorile b' astfel calculate coincid cu datele experimentale.

Coeficientul termenului în H^3 are semnul lui λ. Magnetizarea totală a sistemului are tendința de a crește mai mult sau mai puțin rapid, comparativ cu o lege de tip Rayleigh, după cum mecanismele de curbură caracteristice fiecăruia din cei doi pereți acționează în același sens sau în sens invers. Acest efect pare să stea la originea inversării concavității observate în curbele (b) și (c).

XIV.4.2. Modelul elastic

Modelul [20, 28, 29] analizează interacția peretelui de domeniu cu defectele existente în materialul magnetic. Diferența principală față de alte metode constă în presupunerea că interacția care dă naștere la histereză are loc, în primul rînd, în pozițiile locale de fixare și este de natură ireversibilă.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să considerăm o mișcare cuasi-statică a peretelui de domeniu de 180°, flexibil, într-un cristal care conține „imperfecțiuni" sau „defecte", care servesc la fixarea locală. Admitem că peretele este aproximativ paralel la planul xoy, acesta mișcîndu-se în direcția z. În acord cu modelul elastic, deplasarea poziției medii a peretelui real poate fi aproximată prin mișcarea peretelui rigid plan echivalent. Interacția peretelui echivalent situat în poziția z, cu defectul localizat la $z = 0$ este analogă cu acțiunea unui resort de masă nulă ce leagă peretele cu defectul. La mișcarea peretelui din poziția $z = 0$, asupra acestuia se va exercita forța f

$$f = -kz, \tag{XIV.4.8}$$

unde k este constanta elastică.

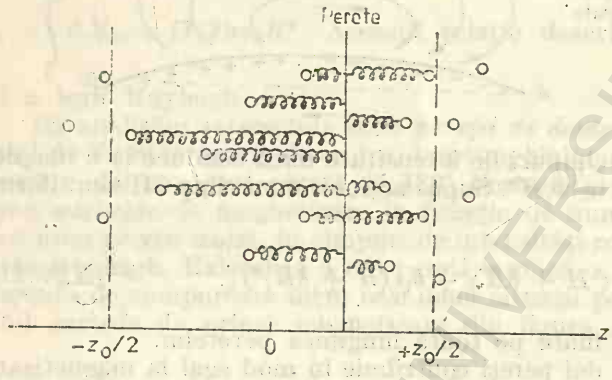


Fig. XIV.21. — Peretele rigid plan echivalent în modelul elastic. Peretele, anterior mișcîndu-se la dreapta, a fost oprit și i s-a permis să se miște o distanță mică spre stînga. Defectele sînt reprezentate prin cercuri. Arcurile reprezintă flexibilitatea peretelui real. Toate arcurile sînt identice și au o extensie maximă z_0.

Atunci cînd „extensia" arcului este z_0, valoare denumită *zonă caracteristică defectului*, acesta se „rupe" și energia înmagazinată este „pierdută". Defectul nu mai exercită nici o acțiune asupra peretelui.

Să considerăm un perete ce se mișcă printr-un material în care există o distribuție de defecte identice (cu aceeași zonă caracteristică). Acesta va fi legat numai la defectele aflate în zona caracterizată prin distanța z_0(fig. XIV.21). Dacă sînt N defecte pe unitatea de volum, presiunea pe perete p_s datorită defectelor este dată de

$$p_s = -Nkz_0^2/2, \tag{XIV.4.9}$$

unde semnul minus arată că presiunea este în direcția $-z$ iar indicele s că presiunea este independentă de z (deci saturată). Numărul de defecte atașate este mare, astfel încît se consideră valori medii și nu fluctuații de la medie. Dacă această presupunere nu este valabilă, apar salturi de tip Barkhausen. Peretele după ce este fixat, i se permite să se miște prin distanțe mai mici ca z_0 (fig. XIV.21). Presiunea p_u, în acest caz, nu este saturată și depinde de z

$$p_u = Nk \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} (z' - z)\mathrm{d}z' = -N\,kz_0 z + p_s. \tag{XIV.4.10}$$

Presiunea exercitată de către defecte asupra peretelui poate fi reprezentată prin linie plină în figura XIV.22. Mișcarea peretelui este reversibilă

pentru valori $-z_0/2 \leqslant z \leqslant z_0/2$. Dacă peretele parcurge o distanță mai mare ca $z_0/2$, de exemplu, pînă în punctul A, atunci mișcarea acestuia este descrisă prin linia întreruptă.

În orice probă reală este necesar însă a considera o zonă de distribuție a defectelor. Vom defini funcția de distribuție $n(z_0)$, astfel că, $n(z_0)dz_0$ este numărul de defecte pe volumul unitate și în intervalul de valori z_0 și $z_0 + dz_0$.

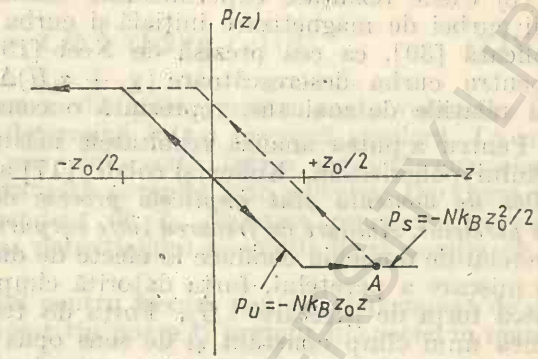


Fig. XIV.22. — Presiunea exercitată asupra peretelui rigid, echivalent, printr-o distribuție aleatoare de defecte identice. Mișcarea în limitele $-z_0/2 \leqslant z \leqslant z_0/2$ este reversibilă în timp ce mișcarea în afara acestor limite evidențiază o histereză datorită frecării

Modelul de mai sus este folosit la descrierea buclelor minore simetrice, curba de magnetizare inițială și buclele minore deplasate. Modelul conduce la anumite relații între bucle minore simetrice și curbe de magnetizare inițială. Ambele sînt proprietăți ale curbelor de tip Rayleigh. Se subliniază că cel puțin pentru un material, funcția de distribuție $n(z_0)$ poate fi exprimată prin

$$z_0 n(z_0) = N \exp(-z_0/z_1), \qquad \text{(XIV.4.11)}$$

unde N și z_1 sînt parametrii ce urmează a fi determinați. Faptul că $z_0 n(z_0)$ este finit, la $z_0 = 0$, evidențiază că numărul de defecte în volumul unitate corespunzător unor valori z_0 mici, este foarte mare.

Ca și în modelul dezvoltat de Néel, se evidențiază o relație între constantele Rayleigh și cîmpul coercitiv $\mu/a = 1{,}58\ H_c$. Valoarea obținută de Néel este $aH_c/\mu = 0{,}90$ apropiată de cea determinată în acest model $aH_c/\mu = 0{,}633$. Cu toate că cele două modele pleacă de la principii fizice diferite, concluziile finale sînt apropiate. Compararea prezicerilor modelului cu datele experimentale [29] evidențiază că prezența unor pereți ce interacționează complică analiza de mai sus. În cazul în care sînt prezenți pereți de domeniu ce nu interacționează, magnetizarea poate fi descrisă în acest model.

XIV.4.3. Modelul ce consideră frecarea peretelui

Koller și colab. [17] în scopul de a elimina unele dificultăți ce apar în modelul Néel [16] au propus o descriere ce implică frecarea peretelui. Printre acestea se menționează:

(a) Discontinuitățile de tip Barkhausen de dimensiuni obișnuite sînt extrem de rare în regiunea Rayleigh unde procesul de magnetizare

are loc în cîmpuri de intensități mici. Pentru a justifica pierderile mari prin histereză, se presupune că variațiile în magnetizare sînt foarte mici și numeroase.

(b) Modelul Néel nu poate justifica faptul că există o valoare superioară a cîmpului extern H_1, care limitează partea parabolică a curbei de magnetizare, și nici faptul că discontinuitățile normale de tip Barkhausen, pornesc de la H_1.

(c) Unele rezultate experimentale conduc la o relație între coeficienții curbei de magnetizare inițială și curba de histereză, de formă mai complicată [30], ca cea prezisă de Néel [13] $M = \chi_i H + (\alpha + \alpha_1)H^2$, iar pentru curba descrescătoare $(\chi_i + \alpha_1 H)\Delta H + (1/2)\alpha(\Delta H)^2$. Mărimea α_1, în relațiile de mai sus, reprezintă o constantă.

Pentru a putea analiza rezultatele măsurătorilor efectuate asupra nichelului policristalin, Koller și colab. [17] au presupus că în *mișcarea pereților de domeniu sînt implicate procese de frecare* independente de *viteza peretelui, similare cu frecarea între corpuri*. Ca atare orice distorsiune a peretelui de domeniu conduce la efecte de disipație [31]. Pentru a avea loc o mișcare a peretelui, forța datorită cîmpului extern trebuie să depășească forța de „frecare" H_f. Forța de frecare este echivalentă cu acțiunea unui cîmp constant și de sens opus acesteia, $H_f = -R$, ce are valori caracteristice pentru fiecare perete de domeniu Bloch. Cîmpurile externe mai mici ca R nu pot deplasa peretele. Pentru un volum Δv al probei, variația momentului ΔM poate fi exprimată prin $\Delta M = \eta(H - R)\mathrm{d}v$ unde η are dimensiunea unei susceptivități și care pentru Δv mic, depinde doar de volum. În figura XIV.23 se prezintă un ciclu tipic de histereză

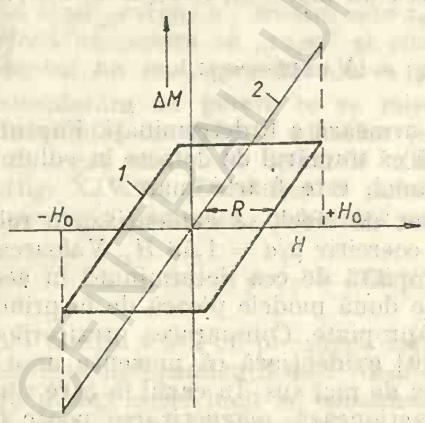


Fig. XIV.23. — Ciclul de histereză tipic pentru forța de frecare constantă (1), fără frecare (2).

pentru $R = 0$ și $R =$ constant. Magnetizarea ireversibilă a probei, M_{ir}, este dată de suma momentelor magnetice ale tuturor volumelor Δv raportată la volumul probei

$$M_{ir} = \int_0^{\infty}\int_0^{H} pq(H - R)\eta \, \mathrm{d}\eta \, \mathrm{d}R. \qquad \text{(XIV.4.12)}$$

Am notat prin $p\mathrm{d}\eta$ probabilitatea ca η, pentru un volum dat Δv, să se afle în intervalul de valori η și $\eta + \mathrm{d}\eta$ iar $q\mathrm{d}R$ este probabilitatea lui R de a fi între R și $R + \mathrm{d}R$. Dacă funcțiile de distribuție p și q nu depind

una de alta avem

$$M_{tr} = \int_0^{\infty} p\eta \, d\eta \int_0^{H} q(H - R) dR. \qquad \text{(XIV.4.13)}$$

Să presupunem că în intervalul de valori $0 < R < H_1$, q are valoarea q_0 ce nu depinde de R. Atunci dependenţa de cîmp a magnetizării este dată de

$$M = \chi_i H + (1/2)(q_0 \langle \eta \rangle) H^2, \qquad \text{(XIV.4.14)}$$

unde $\langle \eta \rangle$ reprezintă valoarea medie a lui η pentru toate volumele. Ecuaţia curbei de histereză se determină într-o manieră similară. La cîmpul H_l configuraţia peretelui este deformată într-o manieră cuasielastică, astfel încît aceasta este rearanjată complet prin salturile Barkhausen. În acest model α este independent de χ_i, deoarece procesele ireversibile nu sînt influenţate de forma potenţialului magnetic lîngă poziţia de echilibru a peretelui.

Mecanismul responsabil pentru frecare poate fi determinat de defectele reţelei. Un proces de acest tip poate fi prezent în special în materiale magnetice moi.

XIV.4.4. Deplasări de pereţi înguşti

Materialele feromagnetice puternic anizotrope, ca de exemplu metalele pămînturi rare sau compuşii acestora se caracterizează prin pereţi Bloch înguşti (vezi paragraful XIII.3) [32 — 35]. Coercivitatea intrinsecă este analogă cu cea a dislocaţiilor reţelei, cunoscută ca potenţialul Peierls-Nabarro. Studiile experimentale au arătat că coercivitatea intrinsecă reduce mobilitatea peretelui Bloch însă nu îl fixează complet [36—39]. Aceasta se datoreşte faptului că pereţii Bloch difuzează peste bariera de energie intrinsecă (sau potenţialul Peierls) pentru un cîmp magnetic extern mai mic decît cîmpul coercitiv intrinsec definit prin valoarea la care potenţialul cîmpului netezeşte minimele locale ale potenţialului Peierls (fig. XIV.24). Situaţia este similară în acest caz cu cea a dislocaţiilor reţelei [40].

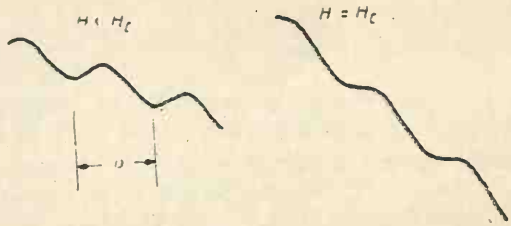


Fig. XIV.24. — Potenţialul Peierls.

Egami [21, 41], în dezvoltarea modelului, face un paralelism între comportarea dislocaţiilor reţelei şi cea a pereţilor Bloch înguşti. Se admite că difuzia peretelui Bloch se face atît prin activare termică cît şi tunelare. Microscopic, difuzia peretelui Bloch nu este un proces uniform ci are loc prin deplasări ale unor secţiuni mici ale peretelui şi extinderea ulte-

rioară a secţiunilor deplasate, deci prin *procese de nucleaţie* şi respectiv *creştere*. În analiza modelului, de interes sînt proprietăţile nodurilor peretelui Bloch (regiunile de graniţă între doi pereţi Bloch care sînt separaţi printr-o distanţă atomică), deoarece nucleul pentru deplasarea peretelui Bloch rezidă în aceste noduri. După crearea nucleelor, acestea se mişcă aproape liber în lungul suprafeţelor peretelui Bloch, astfel că în majoritatea cazurilor, viteza de nucleaţie a nodurilor este factorul cel mai important în determinarea mobilităţii prin difuzie a peretelui. Nodurile pot fi create, în cristal, în poziţii specifice (suprafeţele şi intersecţiile cu pereţii Bloch) sau în orice punct al peretelui. Prima situaţie este denumită *nucleaţie heterogenă*, în timp ce ultimul proces constituie o *nucleaţie omogenă*.

Cel mai probabil tip de nucleu, în procesul de nucleaţie omogenă a difuziei peretelui Bloch, este cel în formă de disc (fig. XIV.25). Pe de

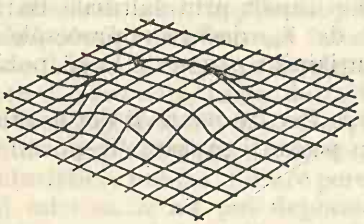


Fig. XIV.25. — Nucleu în formă de disc.

altă parte sînt posibile şi poziţii pentru nucleaţia heterogenă. Admiţînd un cristal perfect (fără impurităţi sau defecte de reţea), poziţiile de nucleaţie heterogene imaginate, corespund numai la interacţiile cu alţi pereţi de domeniu sau suprafeţe. Interacţiile obişnuite între pereţii Bloch au loc, pentru cristale cubice, între pereţii de 180° şi 90°, iar în cristale hexagonale între pereţi de 60° şi 120°. Deoarece pereţii de 180° sînt mai mobili comparativ cu alte tipuri, aceştia prezintă interes în procesele de nucleaţie. Forma nucleului, în acest caz, probabil, este uşor diferită de cea caracteristică unui proces omogen, în timp ce energia de nucleaţie pare apropiată, deoarece energia nodului este puţin probabil să fie influenţată de prezenţa peretelui de domeniu cu care interacţionează. La suprafaţa cristalului, nucleul are forma unei jumătăţi de disc, tăiat la suprafaţă, astfel că energia de nucleaţie este înjumătăţită. La suprafaţa peretelui Bloch, asupra spinilor, acţionează un cîmp de dispersie puternic, deoarece aceştia au componente normale la suprafaţă. În consecinţă, peretele Bloch este mai îngust şi cîmpul coercitiv este mai mare lîngă suprafaţă. Nucleaţia la suprafaţă este deci inhibată pînă cînd energia cîmpului de dispersie este mai mică ca energia de anizotropie, deoarece cîmpul coercitiv intrinsec depinde pronunţat de lărgimea peretelui Bloch [35]. Mai există şi alte surse de noduri ca de exemplu domeniile în formă de pană în feromagneţi uniaxiali. Cîmpul coercitiv intrinsec în domeniul pană este mai mare, ca urmare a energiei cîmpului de dispersie, şi deci „nodurile" nu sînt mobile. Astfel, în *cristale perfecte* se aşteaptă ca *procesele de nucleaţie omogene să domine procesele de difuzie*.

Să notăm prin ϵ_σ energia nodului pe unitatea de lungime iar prin M_a magnetizarea pe unitatea de suprafaţă. Într-un model intuitiv energia asociată cu un nucleu în formă de disc, de rază r, în prezenţa cîmpului de inducţie $B = \mu_0 H$, este

$$\epsilon_n \simeq 2\pi r \epsilon_\sigma - 2\pi r^2 \mu_0 M_a H. \qquad \text{(XIV.4.15)}$$

Energia ϵ_n este minimă pentru $r_c = \epsilon_\sigma (2\mu_0 M_a H)^{-1}$, astfel că energia de activare, pentru difuzia peretelui Bloch, este

$$\epsilon_c = \pi \epsilon_\sigma^2 / 2\mu_0 M_a H. \qquad \text{(XIV.4.16)}$$

Energia de activare este invers proporţională cu cîmpul extern. Energia magnetostatică (ce nu a fost inclusă în relaţia (XIV.4.15)) va distorsiona forma nucleului (ce devine eliptică) şi va modula dependenţa de cîmp a energiei de activare (la intensităţi mici ale cîmpului).

Folosind teoria micromagnetică şi admiţînd atît un potenţial de forma parabolică cît şi sinusoidal, Egami [21, 41] obţine expresia energiei de activare, în cazul proceselor de nucleaţie termică, omogene

$$\epsilon_c = \langle S \rangle^2 \mathfrak{J} \frac{16}{n} \cdot \frac{H_c}{H} f(H/H_c). \qquad \text{(XIV.4.17)}$$

Am notat prin n lărgimea efectivă a peretelui Bloch (în distanţe atomice), $\mathfrak{J}$ integrala de schimb iar $f(H/H_c)$ este o funcţie ce variază de la 1 la 0, pe măsură ce $H/H_c \to 1$. Relaţia de mai sus, pentru $H/H_c \to 1$, este în concordanţă cu (XIV.4.16) dezvoltată în modelul intuitiv.

Mobilitatea termică a peretelui Bloch este proporţională cu

$$\exp \left\{ -\frac{16}{n} \cdot \frac{\langle S \rangle^2 \mathfrak{J}}{k_B T} \cdot \frac{H_c}{H} f(H/H_c) \right\}. \qquad \text{(XIV.4.18)}$$

În cazul mecanismului ce implică tunelarea, aceasta este dată de o relaţie de forma

$$\exp \left\{ \frac{50 S}{n^{3/2}} \cdot \frac{\langle S \rangle^2 \mathfrak{J}}{(V_1 K_2)^{1/2}} \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 f_1(H/H_c) \right\}. \qquad \text{(XIV.4.19)}$$

Am notat prin K_2 constanta de anizotropie ce determină o deviaţie a orientării spinului în afara peretelui Bloch iar V_1 este potenţialul Peierls.

Modelul poate justifica calitativ datele experimentale, cantitativ apar însă discrepanţe comparativ cu acestea.

XIV.4.5. Deplasări de pereţi în teoria funcţiilor aleatoare

Bonnet [25] aplică teoria funcţiilor aleatoare la problema deplasărilor pereţilor de domeniu în substanţe feromagnetice. Studiile, deşi sînt încă la început, par să arate că introducerea formalismului funcţiilor aleatoare la problema deplasării pereţilor permite dezvoltarea unui model al fenomenelor implicate în curbele de histereză. Rezultatele obţinute într-o analiză ce nu foloseşte modele particulare, par să susţină o astfel de ipoteză, în particular faptul că astfel de metode conduc la o descriere completă a domeniului Rayleigh. La început se stabilesc proprietăţile care duc la „asimilarea" pereţilor cu filtre liniare multidimensionale la care

este definit răspunsul la un impuls delta. De aici decurg proprietățile statistice în ordinul doi al funcției aleatoare, determinante în comportarea unui perete și anume funcția $\epsilon_V(x)$ [42]. În acest caz este posibil de a justifica modelul Néel folosit la interpretarea legii Rayleigh. S-a evidențiat rolul fundamental pe care îl joacă distribuția zerourilor funcției $\epsilon_V(x)$ în studiul ciclului de histereză.

XIV.4.6. Dinamica pereților de domeniu

Analizele precedente sugerează un model fenomenologic pentru peretele Bloch, model care poate fi folosit în studiul comportării dinamice a acestuia. Astfel peretelui Bloch i se poate atribui o poziție de echilibru de care este „legat" prin forțe elastice astfel că presiunea p care acționează asupra peretelui conduce la o deplasare $px = p\alpha_p^{-1}$. Forța de legătură elastică poate fi deci caracterizată prin constanta α_p. Deplasarea unui punct material legat elastic este determinată de intensitatea legăturii α_p, de inerție (masa) acestuia și respectiv de frecare. Conceptul de masă a peretelui a fost introdus de Döring [43]. Acesta a arătat că efectele giromagnetice conduc la o oarecare distorsiune în structura peretelui de domeniu feromagnetic, care se deplasează în mod uniform, fapt ce face ca mișcarea să fie echivalentă cu cea a unui corp care posedă o masă inerțială efectivă m_p. Rado [44] a aplicat descrierea de mai sus la studiul mișcării oscilatorii a peretelui de 90° și a evidențiat o masă a peretelui identică cu aceea a mișcării uniforme [43], fapt ce a convins că acesta constituie un fenomen foarte general. Frecarea poate fi reprezentată printr-o forță proporțională cu v. Astfel, ecuația dinamică de mișcare se scrie

$$m_p \frac{d^2\chi}{dt^2} + \beta \frac{d\chi}{dt} + \alpha_p \chi = B M_s. \qquad \text{(XIV.4.20)}$$

În cazul cînd cîmpul de nucleație este periodic $B = B_0 \exp(i\omega t)$, avem

$$\chi = M_s B_0/(1 + i\omega\, \beta - \omega^2 m_p). \qquad \text{(XIV.4.21)}$$

Susceptivitatea magnetică este dată de

$$\chi(\omega) = \chi_0/[1 + i\omega(\beta/\alpha_p) - \omega^2(m_p/\alpha_p)]. \qquad \text{(XIV.4.22)}$$

Pentru a analiza dinamica peretelui va trebui să obținem informații asupra frecvențelor caracteristice, $\omega_1 = \alpha_p/\beta$ și $\omega_0 = (\alpha_p/m_p)^{1/2}$.

Magnetizarea normală la perete trebuie să aibă peste tot în perete, o valoare constantă. Magnetizarea M în coordonate polare poate fi exprimată printr-o funcție de θ și φ cît și de axa polară r. Azimutul este o funcție de r cu valorile inițiale și finale φ_1 și respectiv φ_2, în timp ce θ are peste tot valoarea θ_0.

Să considerăm că peretele se deplasează după direcția Or cu viteza v, sub acțiunea cîmpului extern $H = B/\mu_0$ paralel la planul său. În acest caz φ depinde atît de r cît și de t, astfel că $\varphi(r, t + \Delta t) = \varphi(r - v\Delta t, t)$.

Momentele magnetice individuale trebuie să se rotească în jurul direcției *or* cu o viteză unghiulară

$$\partial\varphi/\partial t = -v(\partial\varphi/\partial r). \qquad \text{(XIV.4.23)}$$

Această rotație poate avea loc dacă un cîmp magnetic H_r acționează în direcția normală, la perete și a cărei valoare este dată de

$$\mu_0(e/m)H_r = \partial\varphi/\partial t. \qquad \text{(XIV.4.24)}$$

Acest cîmp transversal apare datorită faptului că momentele magnetice, în partea mediană a peretelui sînt rotite de către cîmpul extern în afara direcției $\theta = \theta_0$. În consecință relația div $M = 0$ caracteristică peretelui în repaus este perturbată și deci vom avea $(\mathrm{d}/\mathrm{d}r)(H_r + M_r) = 0$. Cîmpul magnetic transversal H_r este produs de energia magnetostatică. Ca atare energia peretelui în mișcare este formată din [45]: (1) energia corespunzătoare stării de repaus; (2) o creștere a energiei de schimb și magnetocristaline ce rezultă din o ușoară modificare a direcției momentelor magnetice; (3) energia cîmpului transversal $(\mu_0/2)\int H_r^2 \mathrm{d}r$. Termenul (2) este mic și poate fi neglijat. Folosind relația (XIV.4.23) se obține

$$\epsilon_p - \epsilon_{p_0} = \frac{\mu_0}{2}\int_{-\infty}^{\infty} H_r^2\,\mathrm{d}r = \frac{1}{2\mu_0}\left(\frac{m}{e}\right)^2 v^2 \int\left(\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}r}\right)^2 \mathrm{d}r. \qquad \text{(XIV.4.25)}$$

Prin integrare avem

$$\epsilon_p - \epsilon_{p_0} = \frac{1}{2\mu_0}\left(\frac{m}{e}\right)^2 \frac{2\epsilon_{p_0}}{\mathfrak{J}a^2 N \sin\theta_0}. \qquad \text{(XIV.4.26)}$$

Dacă vom nota $\epsilon_p - \epsilon_{p_0} = m_p v^2/2$, rezultă

$$m_p = 2\mu_0\left(\frac{m}{e}\right)^2 \frac{2\epsilon_{p_0}}{\mathfrak{J}a^2 N \sin\theta_0}, \qquad \text{(XIV.4.27)}$$

unde N reprezintă numărul de momente magnetice pe unitatea de volum iar a este parametrul celulei elementare cubice.

Ținînd seama de grosimea peretelui δ (relația (XIII.3.9), avem

$$m_p = 4\left(\frac{m}{e}\right)^2 \cdot \frac{1}{\delta\mu_0}. \qquad \text{(XIV.4.28)}$$

Pentru a analiza ecuația de mișcare a peretelui descrisă de relația (XIV.4.20), trebuie să obținem expresia constantei de frecare β. Aceasta este condiționată de cîmpul magnetic de frînare datorită curenților turbionari induși și care modifică magnetizarea în punctul unde se deplasează

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

peretele. Astfel $H_{fr} = -v\Delta Ml\sigma$, unde ΔM reprezintă diferența dintre magnetizările domeniilor situate de cele două părți ale peretelui. Deoarece $\Delta MH_{fr}\mu_0$ reprezintă presiunea ce acționează asupra peretelui avem $\beta = \Delta M_s^2 l\sigma$.

Prin estimarea ordinului de mărime al diferiților termeni s-a conchis că inerția peretelui este mai importantă ca frînarea prin curenți turbionari, la scăderea permeabilității odată cu creșterea frecvenței. Acest rezultat al teoriei lui Döring este important în cazul oxizilor magnetici unde nu există frînare eficace prin curenți turbionari și unde se observă, la frecvențe ridicate, o scădere a permeabilității.

Dacă peretele de domeniu se deplasează într-un mediu conductor, asupra lui se exercită o presiune neomogenă efect al curenților turbionari induși, care întîrzie deplasarea acestuia. Presiunea este mai mare în interiorul materialului decît lîngă suprafață și deci tinde să „curbeze" peretele comparativ cu forma caracteristică a acestuia, în echilibru static. Energia magnetostatică relativ mare implicată „limitează" curbarea, la planul normal. Curbării peretelui i se opune (într-un material ideal) numai energia superficială a peretelui de domeniu ϵ_p'. Curbarea poate conduce la o reducere importantă a pierderilor prin curenți turbionari [46, 47].

Deși s-au publicat studii privind efectul pe care îl au curenții turbionari la mișcarea peretelui de domeniu feromagnetic [48—51], acestea au fost în general limitate la granițe plane ale domeniilor sau la deplasări infinitezimale ale pereților plani flexibili. Acestea sînt caracteristice pentru viteze mici, respectiv în regiunea permeabilității inițiale sau la frecvențe joase. Ipotezele de mai sus nu mai sînt în general valabile dacă cîmpul magnetic neomogen generat de curenții turbionari este suficient pentru ca să determine curbarea peretelui la o scară comparabilă cu grosimea probei. Calculele cît și rezultatele experimentale arată că o curbură semnificativă a peretelui poate apărea, de exemplu, într-o probă de 3% Si—Fe cu granule de 0,3 mm la 50 Hz și 1,5 Vs/m² [46]. Bishop [46] a obținut o expresie pentru cîmpul creat de curenții turbionari, induși prin o mișcare a perechii simetrice de elemente de perete infinitezimale. Adoptînd o aproximație a elementului finit, aceasta a utilizat un model al peretelui de domeniu ce constă din segmente orizontale și verticale, ce alternează (considerînd stratul magnetic orizontal) (fig. XIV.26a). În

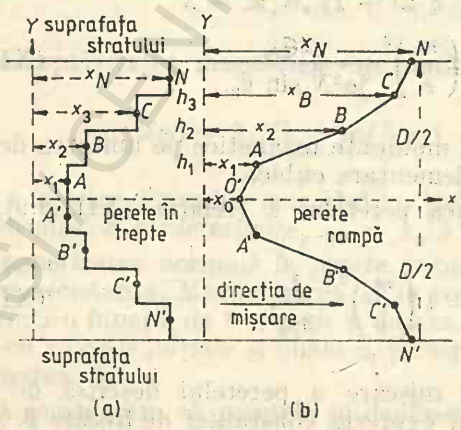


Fig. XIV.26. — Secțiunea transversală a pereților de domeniu folosită pentru simularea numerică a mișcării lui: (a) model în trepte; (b) model în formă de rampă.

mișcarea peretelui înălțimea pasului rămîne constantă și astfel numai segmentele verticale inversează fluxul. Forțele de tensiune superficială se

presupun a acționa după liniile ce leagă centrele segmentelor verticale vecine. Forma peretelui și cîmpul H_A necesar a echilibra forța de frecare din segmente cînd peretele este în mișcare staționară, cu diferite viteze reduse constante $u = 8\ vdM^2\mu_0/\pi\epsilon'_p\rho$, a fost obținută prin procedee iterative. Am notat prin v viteza peretelui în direcția de laminare, $2M$ modificarea magnetizării în lungul suprafeței peretelui, d este grosimea iar ρ — rezistivitatea. Carr [52] a obținut, de asemenea, ecuațiile ce descriu mișcarea peretelui. Acesta evidențiază că mișcarea staționară este posibilă pentru $l/d < 0{,}16$ iar o curbare stabilă a peretelui nu este posibilă pentru l/d mai mare ca 0,32. Această concluzie a fost disputată [53] și chestiunea stabilității nu este încă rezolvată [54].

O analiză matematică aproximativă a curburii extreme ($l \gg d$) în mișcarea staționară [55] este în acord satisfăcător cu calculele modelului ce consideră peretele format din segmente. Curbările ciclice ale peretelui, în timpul magnetizării alternative (sinusoidale) au fost analizate de Filippov și Zhakov [56]. Ecuațiile obținute sînt liniarizate (în funcție de distorsiunea peretelui), astfel că nu se așteaptă să poată fi folosite atunci cînd are loc o curbare pronunțată. Analizele făcute de Bishop și Carr arată că curbarea este puternic neliniară pentru $l \ll d$. Ulterior, Bishop [57] în analiza problemei a considerat un model de perete în formă de rampă (fig. XIV.26b).

XIV.5. Efectul Barkhausen

În figura XIV.2 am analizat fenomenologic efectul Barkhausen [2] și modul în care este pus în evidență prin structura fină a curbei de magnetizare. Pe măsura modificării cîmpului extern, se deplasează un perete de domeniu, la început reversibil, pînă cînd cîmpul atinge o valoare critică, și apoi peretele se mișcă corespunzător lungimii domeniului vecin sau a părții celei mai mari a acestuia.

Să considerăm o probă feromagnetică cilindrică situată într-un cîmp paralel cu axa cilindrului. Un salt de tip Barkhausen, consecință a unei variații mici a cîmpului extern, corespunde la o modificare ΔM a momentului magnetic, rezolvată în direcția paralelă cîmpului extern în volumul (mic) v. Aceasta conduce la modificarea Φ a fluxului de inducție după secțiunea transversală a probei

$$\Phi = \mu\, \Delta M\, d^{-1}, \qquad \text{(XIV.5.1)}$$

unde d este lungimea regiunii de discontinuitate. Volumul v este dat de

$$v = \Delta M(2M_s \cos\theta)^{-1}, \qquad \text{(XIV.5.2)}$$

unde M_s este intensitatea magnetizării la saturație, θ — unghiul între direcțiile lui $\mathbf{M}_s$ și cîmpului extern $\mathbf{H}$. Volumul minim corespunde pentru $\cos\theta = 1$.

Fluxul total prin bobina sondă Φ_c și tensiunea $E(t)$ ce se modifică în timp, în acord cu (I.6.1), sînt legate prin relația

$$\Phi_c = \int E(t)\mathrm{d}t. \qquad \text{(XIV.5.3)}$$

Amplitudinea și forma pulsului de tensiune depinde deci de viteza de modificare a polarizației magnetice a probei. Inițial [2] semnalele induse în bobina sondă, odată cu creșterea intensității cîmpului extern, au fost amplificate și apoi detectate folosind difuzoare. Cercetările ulterioare au utilizat ca mijloace de detecție, oscilatori [58], galvanometre [59] sau numărători de impulsuri [60].

Tebble și colab. [60] au studiat numărul maxim posibil de discontinuități ce apar pe porțiunea analizată a curbei de magnetizare cît și dimensiunea acestora și apoi estimează contribuția lor la modificarea totală a magnetizării. Analiza are sens numai în cazul în care variația cîmpului este atît de mică încît nu există coincidențe fortuite între impulsuri. Viteza de creștere a cîmpului trebuie astfel să fie de ordinul a 10^{-2}A/ms (10^{-4}Oes^{-1}).

Schema instalației pentru studiul efectului Barkhausen a fost descrisă în lucrarea [60]. Proba este magnetizată la saturație, corespunzător unei direcții a cîmpului, cîmpul este apoi inversat de cîteva ori, astfel încît materialul să fie într-o stare ce poate fi descrisă printr-un ciclu de histereză stabil. În figura XIV.27 prezentăm curbele de histereză pentru

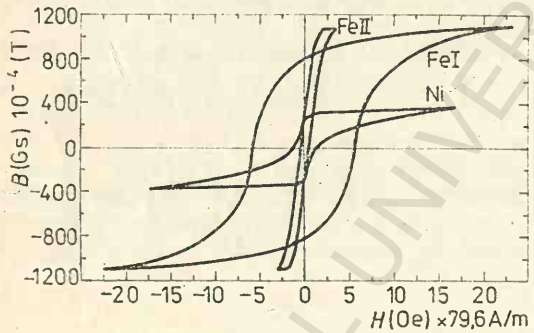


Fig. XIV.27. — Curba de histereză pentru două probe de fier și respectiv de nichel în stare recoaptă.

două probe de fier (Fe I prelucrat la rece, Fe II cu granule mari) și respectiv nichel în stare recoaptă [60]. Cu ajutorul unui discriminator reglat corespunzător se determină numărul de discontinuități, ce au o dimensiune mai mare ca ΔM. În figura XIV.28 se redau contribuțiile relative la modi-

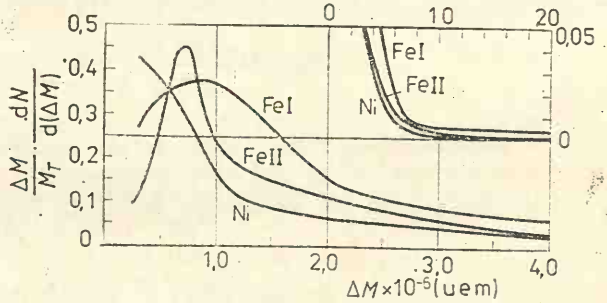


Fig. XIV.28. — Contribuții relative la modificarea magnetizării totale la probele de fier și nichel pentru diferite valori ale lui ΔM.

ficarea totală, ΔM_T, a magnetizării, raportate la valorile M_T, situație de interes pentru a putea compara datele experimentale. Contribuția discontinuităților măsurate în zona de valori ΔM este dată de aria de sub aceste curbe

$$\int \Delta M \frac{\mathrm{d}N(\Delta M)}{\mathrm{d}(\Delta M)} \mathrm{d}(\Delta M) = \int \Delta M \mathrm{d}N(\Delta M). \qquad \text{(XIV.5.4)}$$

Rezultatele obținute prin integrare sînt prezentate în tabelul XIV.2.

Contribuția proceselor reversibile la modificarea magnetizării poate fi obținută prin măsurarea susceptivității magnetice reversibile χ_{rev} în diferite puncte ale ciclului de histereză $\Delta M_{rev} = \int_{-H_m}^{H_m} \chi_{rev}(H)\mathrm{d}H$. Variația magnetizării totale este

$$\Delta M_T = \Delta M_{rev} + \Delta M_{ir}. \qquad \text{(XIV.5.5)}$$

TABELUL XIV.2

Contribuția discontinuităților și proceselor reversibile (ΔM_{ir} și ΔM_{rev}) la modificarea totală a magnetizării

Material	(*) ΔM_T (Oe)	(*) ΔM_{ir} (Oe)	(*) ΔM_{rev} (Oe)	(*) $\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}$ (10^{-4}Oe/s)	$\frac{\Delta M_{ir}}{\Delta M_T}$ (%)	$\frac{\Delta M_{rev}}{\Delta M_T}$ (%)	$\frac{\Delta M_{ir}+\Delta M_{rev}}{\Delta M_T}$ (%)	$\frac{\Delta M_{ir}+\Delta M_{rev}}{\Delta M_T}$ extrapolat (%)
Fier prelucrat la rece (Fe I)	2 150	1 844	180	1—20	86	8,4	94	98
Fier cu granule mari (Fe II)	2 180	1 250	110	0,1	57	4,9	62	64
Nichel recopt	700	326	115	1—20	47	16,4	63	

(*) $\times 79,6$A/m

Contribuția ireversibilă ΔM_{ir} se determină în cazul cînd se cunoaște funcția de distribuție $\mathrm{d}N(\Delta M)/\mathrm{d}(\Delta M)$. În acord cu relația (XIV.5.4), aceasta se scrie $\Delta M_{ir} = \int_0^\infty \Delta M[\mathrm{d}N(\Delta M)/\mathrm{d}(\Delta M)]\mathrm{d}(\Delta M)$.

Din analiza rezultatelor conținute în tabelul XIV.2 se vede că bilanțul obținut în acord cu relația (XIV.5.5) nu este corect pentru ultimele două probe. O parte din diferența observată se datorează contribuției magnetizărilor domeniilor, mai mici ca $0,3 \cdot 10^{-6}$ uem. O altă sursă de erori se poate atribui faptului că discontinuitățile Barkhausen nu apar în mod aleator ci în grupuri; o contribuție dată pare să activeze alte salturi.

În figura XIV.29 reprezentăm dependența de cîmpul extern a contribuțiilor $\mathrm{d}M_T/\mathrm{d}H$, $\mathrm{d}M_{rev}/\mathrm{d}H$ și $\mathrm{d}M_{ir}/\mathrm{d}H$ obținute din curbele de histereză a fierului prelucrat la rece (Fe I). Valorile $\mathrm{d}M_T/\mathrm{d}H$, $\mathrm{d}M_{ir}/\mathrm{d}H$ și $\mathrm{d}M_{rev}/\mathrm{d}H$ maxime apar la aproape aceeași valoare a cîmpului extern H.

Datele obținute reliefează că aproximativ 50% din modificările discontinue ale magnetizării se datoresc discontinuităților individuale cu $\Delta M = 1,6 \cdot 10^{-6}$ uem, $0,7 \cdot 10^{-6}$ uem și $0,4 \cdot 10^{-6}$ uem pentru probele de Fe I, Fe II și respectiv nichel.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

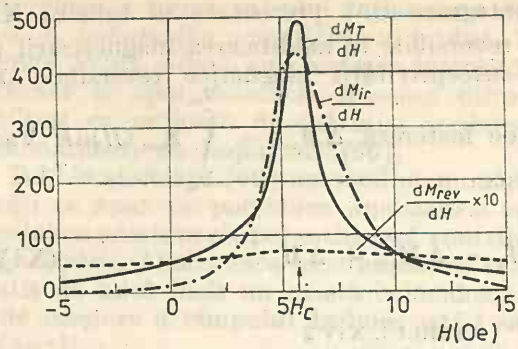


Fig. XIV.29. — Curbele dM_T/dH, dM_{ir}/dH și dM_{rev}/dH la fierul prelucrat la rece.

XIV.6. Susceptivitatea magnetică inițială

În figura I.4 am definit susceptivitatea magnetică inițială prin tangenta în origine la curba $M = f(H)$. În această regiune, corespunzătoare cîmpurilor de intensitate mică, mărimile caracteristice ale curbelor de magnetizare pot fi bine descrise teoretic.

Să considerăm un *perete de domeniu de 180°* ce are suprafața S_i [9, 61—63]. Energia acestuia $\in(x)$, în funcție de poziția pe care o ocupă peretele, este redată în figura XIV.14. Admitem că magnetizarea face unghiul φ_i cu cîmpul extern **H**. În absența cîmpului extern peretele se fixează în poziția x_0, caracterizată prin $(\partial\in(x)/dx)_{x=x^0} = 0$. Sub acțiunea cîmpului extern **H** peretele se va deplasa în $x_1 = x_0 + a$, astfel încît sistemul să fie în echilibru

$$2\mu_0 M_s HS_i \cos\varphi_i = \left(\frac{\partial\in(x)}{\partial x}\right)_{x=x_1} = a\left(\frac{\partial^2\in(x)}{\partial x^2}\right)_{x=x_0}. \quad \text{(XIV.6.1)}$$

Deplasarea peretelui poate fi scrisă

$$a = 2\mu_0 M_s HS_i \cos\varphi_i/(\partial^2\in(x)/\partial x^2)_{x=x_0}. \quad \text{(XIV.6.2)}$$

Deplasarea peretelui va determina creșterea magnetizării probei prin $\Delta M_i(180°) = 2M_s S_i a \cos\varphi_i$. Ținînd seama de (XIV.6.2) avem

$$\Delta M_i(180°) = 4\mu_0 M_s^2 HS_i \cos^2\varphi_i/(\partial^2\in(x)/\partial x^2)_{x=x_0}. \quad \text{(XIV.6.3)}$$

Susceptivitatea magnetică inițială este $\chi_i = (\sum \Delta M_i)/H$, unde sumarea se face asupra tuturor pereților de 180°. Deci

$$\chi_i(180°) = 4\mu_0 M_s^2 \sum_i \frac{S_i \cos^2\varphi_i}{(\partial^2\in(x)/\partial x^2)_{x=x_0}}. \quad \text{(XIV.6.4)}$$

În cazul cînd energia peretelui este determinată de tensiunile interne $\partial\in(x)/\partial x$ este dat de

$$\frac{\partial\in(x)}{\partial x} = \frac{3}{2}\cdot S_i\,\lambda\delta_p\frac{d\sigma}{dx}. \quad \text{(XIV.6.5)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Admiţînd o variaţie sinusoidală a tensiunilor interne $\sigma = \sigma_0 \sin(2\pi x/L)$ se obţine

$$\chi_i(180°) = \frac{2}{3\pi^2} \cdot \langle \cos^2 \varphi \rangle \frac{\mu_0 M_s^2}{\lambda \sigma_0} \frac{L^2 S_i}{\delta_p}. \qquad \text{(XIV.6.6)}$$

Notînd prin D distanţa între pereţi, suprafaţa pereţilor aflaţi în unitatea de volum este $1/D$. Ca atare

$$\chi_i(180°) = \frac{2}{3\pi^2} \langle \cos^2 \varphi \rangle \frac{\mu_0 M_s^2}{\lambda \sigma_0} \cdot \frac{L^2}{\delta_p D} \qquad \text{(XIV.6.7)}$$

Să analizăm *contribuţia pereţilor de 90° la susceptivitatea iniţială*. În absenţa cîmpului extern peretele se fixează în regiunile în care $\sigma_{11} = \sigma_{22}$. La acţiunea cîmpului extern **H**, definit prin cosinuşii directori $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, peretele se va deplasa prin distanţa r_p. Deplasarea r_p corespunzătoare situaţiei de echilibru, poate fi determinată din relaţia

$$\mu_0 H M_s (\alpha_1 - \alpha_2) = \frac{3}{2} \lambda |\nabla(\sigma_{11} - \sigma_{22})| r_p. \qquad \text{(XIV.6.8)}$$

Ca urmare a deplasării peretelui, magnetizarea probei va creşte prin $S_{90°} M_s r_p (\alpha_1 - \alpha_2)$. Deci

$$\Delta M_i(90°) = \frac{2 S_{90°}}{3\lambda} \cdot \frac{\mu_0 M_s^2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2 H}{|\nabla(\sigma_{11} - \sigma_{22})|}. \qquad \text{(XIV.6.9)}$$

Am notat prin $S_{90°}$ suprafaţa (pe unitatea de volum) peretelui aflat în planul (xy). Expresia $(\alpha_1 - \alpha_2)^2$ poate fi sumată asupra tuturor tipurilor de pereţi. Pentru un monocristal avînd simetria cubică avem $\sum_{i,j} (\alpha_i - \alpha_j)^2 = 8$. Ca atare [9]

$$\chi_i = S_{90°} \frac{16}{3} \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{\lambda} \left\langle \frac{1}{\nabla(\sigma_{11} - \sigma_{22})} \right\rangle. \qquad \text{(XIV.6.10)}$$

Herpin [62] simplifică expresia presupunînd că domeniile au o formă cubică cu latura L şi o distribuţie sinusoidală a tensiunilor $\sigma = \sigma_1 \sin(\pi x/L)$. Astfel $|\nabla(\sigma_1 - \sigma_2)|_{x=0} = (\pi/L)\sigma_i$. Ca atare

$$\chi_i(90°) = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{\lambda \sigma_i}. \qquad \text{(XIV.6.11)}$$

Susceptivitatea iniţială este cu atît mai mare cu cît tensiunile interne cît şi magnetostricţiunea sînt mai mici. Această concluzie este în concordanţă cu analiza calitativă făcută anterior. Tensiunile interne cît şi magnetostricţiunea contribuie la limitarea deplasării pereţilor, acestea constituind puncte de fixare.

Să analizăm rolul pe care îl au *rotaţiile la determinarea valorilor susceptivităţii iniţiale*.

În afară de deplasările de pereți de domeniu, la susceptivitatea inițială pot contribui și rotațiile magnetizării. Problema a fost analizată de mai mulți autori [63—66]. Energia totală a sistemului se compune din energia cîmpului extern, energia de anizotropie cît și energia magnetoelastică. Se pot distinge patru cazuri pentru care intervin rotații ale magnetizărilor, fără ca deplasările pereților să aibă o pondere sensibilă, ultima însă în zona apropierii de saturație :

1) Poziția cîmpului în raport cu magnetizarea este astfel încît nici un domeniu nu are o situație privilegiată. Acesta este, de exemplu, cazul magnetizării inițiale a unui monocristal avînd simetrie uniaxială, cîmpul **H** fiind perpendicular la axă.

2) Pereții nu pot să se deplaseze, ca urmare a faptului că materialul este eterogen, ca de exemplu la sisteme policristaline cu multe incluziuni.

3) Materialul se află într-o stare în care nu există pereți de domenii.

4) La apropierea de saturație cînd vectorul magnetizare este dirijat după axa de ușoară magnetizare.

Să considerăm pentru început situația în care cristalul este tensionat. Energia sistemului, ținînd seama de figura XIV.30 este dată de

$$\epsilon = -(3/2)\,\lambda\sigma_i \cos^2\varphi - \mu_0 M_s H \cos(\theta - \varphi). \qquad \text{(XIV.6.12)}$$

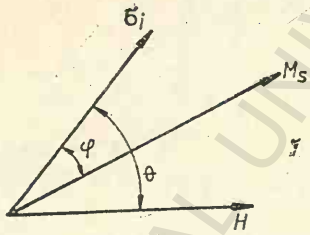


Fig. XIV.30. — Calculul susceptivității inițiale în cazul rotației magnetizării.

Dacă tensiunea mecanică este mare, axa σ coincide cu axa de ușoară magnetizare. Sub acțiunea cîmpului **H** magnetizarea se va roti prin unghiul θ. Valorile φ fiind mici avem $\cos\varphi \simeq 1$, $\sin\varphi \simeq \varphi$, astfel că

$$\varphi = (2\mu_0 M_s H \sin\theta)/3\lambda\sigma_i. \qquad \text{(XIV.6.13)}$$

Magnetizarea sistemului este

$$M = M_s \cos(\theta - \varphi) = (2\mu_0 M_s^2/3\lambda\sigma_i)\, H \sin^2\theta. \qquad \text{(XIV.6.14)}$$

Dacă tensiunile sînt repartizate în mod aleator avem $\langle \sin^2\theta \rangle = 2/3$ și deci

$$\chi_i = \frac{M}{H} = \frac{2}{9} \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{\lambda} \left\langle \frac{1}{\sigma_i} \right\rangle. \qquad \text{(XIV.6.15)}$$

Comparînd relația (XIV.6.15) cu valorile χ_i obținute în cazul deplasărilor de pereți se poate vedea că ultimele sînt mai mari.

Guillaud [67, 68] și Néel [16] au analizat expresia susceptivității inițiale în cazul general cît și în absența tensiunilor interne. Se obțin

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

următoarele expresii pentru valorile χ_i:

a) cristal uniaxial, cîmpul extern perpendicular la axa de ușoară magnetizare

$$\chi_i = \mu_0 M_s^2/2K_1; \qquad \text{(XIV.6.16)}$$

b) material policristalin cubic (fier)

$$\chi_i = \mu_0 M_s^2/2K_1; \qquad \text{(XIV.6.17)}$$

c) tensiunile interne se suprapun pentru energia de anizotropie magnetocristalină

$$\chi_i = \mu_0 M_s^2 \left[\frac{\cos^2\varphi \cos\theta}{2K_1(\cos^2\theta - \sin^2\theta) + 4K_2 \sin^3\theta(3 - 4\sin^2\theta) + 3\lambda\sigma\cos^2(\theta' - \theta)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sin\varphi \sin\theta}{3\lambda\sigma\cos(\theta' - \theta)\sin\theta'} \right], \qquad \text{(XIV.6.18)}$$

unde θ și φ sînt parametrii lui **M** iar θ' este unghiul pe care îl face σ cu axa de ușoară magnetizare. În absența energiei magnetocristaline se obține relația (XIV.6.15).

Pentru un cristal de simetrie uniaxială avem:

$\chi_i = \dfrac{\mu_0 M_s^2}{2K_1}\left(1 - \dfrac{\lambda\sigma}{4K_1}\right)$ cîmpul **H** perpendicular la axa de ușoară magnetizare;

$\chi_i = \dfrac{3}{80}\mu_0 M_s^2 (\lambda\sigma)/K_1^2$ cîmpul **H** paralel la axa de ușoară magnetizare.

Să urmărim modul în care relațiile stabilite mai sus descriu rezultatele experimentale [63, 69, 70]. În figura XIV.31 se redă dependența

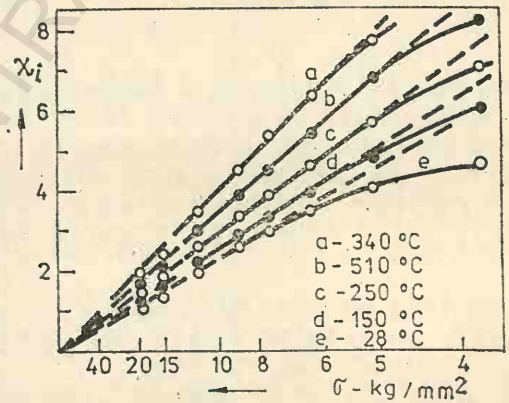


Fig. XIV.31. — Susceptivitatea inițială a nichelului în funcție de valorile tensiunii mecanice, la diferite temperaturi.

susceptivității inițiale de tensiunile aplicate la un fir de nichel [70], pentru diferite temperaturi. Se evidențiază o dependență de forma $\chi_i \propto \sigma^{-1}$. Unele deviații de la o relație de acest tip apar pentru tensiuni mici și respectiv temperaturi joase. Acestea pot fi atribuite prezenței unor tensiuni interne și respectiv contribuției anizotropiei magnetice. Se eviden-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ţiază prezenţa unor tensiuni interne şi după încetarea acţiunii solicitărilor mecanice.

Studiul monocristalului de Mn_2Sb a evidenţiat că axa de uşoară magnetizare este o axă de ordinul 4, de la temperatura mediului ambiant pînă la 240 K, în timp ce sub această temperatură, axa de uşoară magnetizare este perpendiculară la axa de ordinul 4 [66, 67]. Dacă se măsoară magnetizarea iniţială, odată cu descreşterea temperaturii (cîmpul extern fiind paralel cu axa de ordinul 4), au loc, la început, deplasări ale pereţilor de 180° iar la $T < 240$ K domină mecanisme ce implică rotaţii ale magnetizării. Dacă cîmpul extern este perpendicular la o axă de ordinul patru, succesiunea proceselor trebuie să se inverseze. În figura XIV.32 se pre-

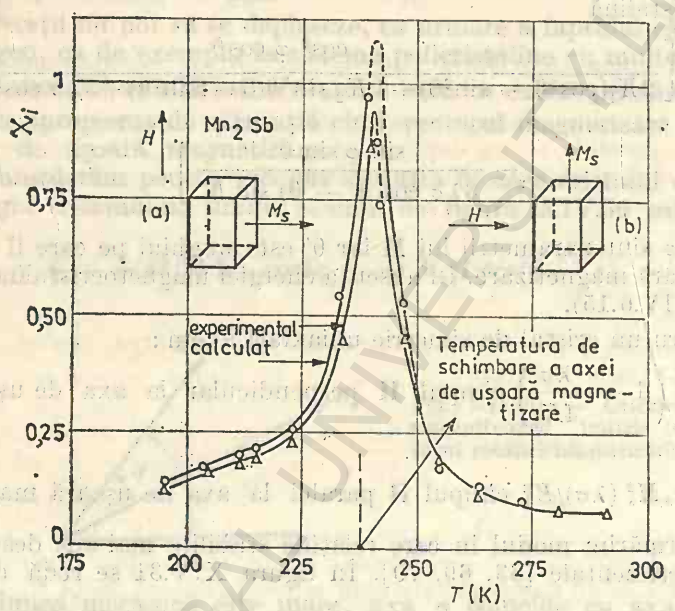


Fig. XIV.32. — Susceptivitatea magnetică iniţială la Mn_2Sb; (a) — perpendicular la axa de ordinul 4; (b) — paralelă la axa de ordinul 4.

zintă susceptivitatea magnetică iniţială la Mn_2Sb. Analiza valorilor teoretice comparativ cu cele calculate în acord cu relaţia (XIV.6.16) arată că pentru valori K_1 ridicate modelul teoretic descrie bine datele experimentale confirmînd prezenţa unui mecanism de rotaţie. În schimb, pentru constante de anizotropie K_1 mici, valorile calculate χ_i sînt mai mari. În acest caz tensiunile nu pot fi neglijate comparativ cu energia magnetocristalină. Este interesant de urmărit comportarea magnetică în zona de temperaturi în care se modifică direcţia axelor de uşoară magnetizare. Astfel, într-un interval de temperaturi de 1°, energia de anizotropie magnetocristalină este nulă. Folosind valorile $\lambda\sigma$ determinate, se remarcă un acord bun cu datele calculate conform cu relaţia (XIV.6.15). Lliboutry [71] analizează susceptivitatea iniţială la oţeluri cît şi alte materiale cu o anizotropie magnetocristalină ridicată, în cîmpuri magnetice de intensitate mică.

Modelele teoretice elaborate cît şi confirmarea lor experimentală sînt de mare interes tehnic. Acestea evidenţiază că pentru a avea un material cu susceptivitate iniţială ridicată este necesar ca acesta să aibă

o *anizotropie magnetocristalină cît mai mică și în același timp să fie lipsit de tensiuni.* Ca atare la elaborarea aliajelor cu permeabilitate ridicată (tabelul I.2), alături de alegerea compoziției pentru a asigura valori mici ale constantelor de anizotropie, acestea trebuie tratate termic cu deosebită minuțiozitate.

XIV.7. Cîmpul coercitiv

În paragraful I.4.2 am definit cîmpul coercitiv prin cîmpul necesar a modifica sensul inducției magnetice (magnetizării) unei probe ce a fost în prealabil magnetizată. În scopul de a justifica valorile cîmpului coercitiv, H_c, s-au elaborat diferite modele. Becker [72] a evidențiat influența tensiunilor interne, Akulov [73] ia în considerare anizotropia magnetocristalină. Kersten [74, 75] și Kondorski [76] au analizat influența energiei pereților de domeniu și a incluziunilor. Néel a prezentat o teorie generală a influenței cîmpurilor de demagnetizare interne pentru substanțe masive [77, 78] cît și pentru particule fine izolate [79]. O trecere în revistă a problemelor legate de cîmpul coercitiv, pînă în 1950 a fost dată de Weil [80]. Vom prezenta apoi și alte modele folosite pentru analiza cîmpului coercitiv.

XIV.7.1. Modelul peretelui plan rigid

Becker și Döring [9], Kondorski [76] și Kersten [74, 75] au atribuit fenomenele de histereză, variațiilor locale în energia superficială a peretelui de domeniu. Să ne imaginăm un perete plan, P, rigid ce separă două domenii magnetizate antiparalel. Acesta se deplasează paralel cu el însuși. Să presupunem că energia peretelui ϵ'_p variată într-un mod neregulat cu distanța x (fig. XIV.33). În absența cîmpului extern, peretele va ocupa

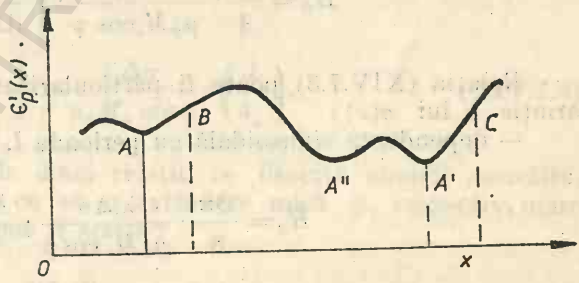


Fig. XIV.33. — Variația cu distanța a energiei peretelui.

poziția A. Dacă asupra peretelui acționează cîmpul de inducție $B = \mu_0 H$, ce face unghiul φ cu normala la perete, asupra suprafeței unitate va acționa o forță $2\mu_0 H M_s \cos\varphi$ orientată în lungul axei Ox. Peretele se deplasează, pînă ce această forță este echilibrată de variația energiei $d\epsilon'_p(x)/dx$ (paragraful XIV.4.1). Pentru cîmpuri de intensitate mică, peretele se depla, sează în mod reversibil, astfel încît după încetarea acțiunii cîmpului extern, peretele va reveni în poziția A. Această situație se menține, pînă ce peretele ajunge într-un punct de inflexiune B, corespunzător unui cîmp critic H_0. După aceasta peretele se va deplasa în C unde $d\epsilon'_p(x)/dx = \mu_0 H_0 M_s \cos\varphi$.

UNIV. „AL. I. CUZA" BIBL. DE FIZICĂ

Această deplasare nu mai este reversibilă. După încetarea acţiunii cîmpului extern, peretele revine în poziţia vecină A' ce are energia minimă. Cîmpul coercitiv poate fi definit ca valoare medie a cîmpului $\sqrt{\langle H_0^2 \rangle}$, pentru $(\mathrm{d}\epsilon_p'(x)/\mathrm{d}x)_{\max}$. Astfel

$$H_c = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \sqrt{\left\langle \left[\left(\frac{\mathrm{d}\epsilon_p'(x)}{\mathrm{d}x} \right)_{\max} \frac{1}{\cos^2\varphi} \right]^2 \right\rangle}. \qquad \text{(XIV.7.1)}$$

Este important de a preciza din punct de vedere fizic originea cîmpului coercitiv. Două mecanisme au fost luate în considerare şi anume tensiunile interne [9, 76] şi respectiv incluziunile [74].

Să analizăm pentru început influenţa tensiunilor interne [72, 75, 76]. Pentru aceasta vom considera un cristal cu anizotropie uniaxială, ce determină direcţia de uşoară magnetizare. Sub acţiunea tensiunilor interne se va produce un efect de reorientare a magnetizărilor. Acesta va modula energia de anizotropie şi va determina o variaţie în energia peretelui. Notînd prin $\sigma = \sigma_{33} - (\sigma_{11} + \sigma_{22})/2$ (σ_{33} fiind tensiunea în direcţia axei), energia de anizotropie magnetoelastică este $(3/2)\lambda_s \sigma \sin^2\theta$. Presupunem că energia de anizotropie este mare şi ca atare, „anizotropia" indusă prin tensiuni nu modifică direcţia de uşoară magnetizare a celor două domenii. Aceasta va afecta însă energia peretelui de domeniu. În acord cu relaţia (XIII.3.10) avem:

$$\epsilon_p'(x) = 2\sqrt{A(K_1 + (3/2)\lambda_s \sigma(x))}. \qquad \text{(XIV.7.2)}$$

În analiza problemei distingem două situaţii:

1) — *Variaţiile lui $\sigma(x)$ sînt mici, comparativ cu grosimea peretelui δ_p.*

În acest caz, notînd $\delta_p = 2\sqrt{A/(K_1 + (3/2)\lambda_s \sigma(x))}$, avem

$$H_0 = \frac{3}{4} \cdot \frac{\lambda_s \delta_p}{\mu_0 M_s \cos\varphi} \cdot \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x} \right)_{\max}. \qquad \text{(XIV.7.3)}$$

Relaţia (XIV.7.3) poate fi particularizată pentru diferite forme de variaţie a lui $\sigma(x)$:

— dependenţa sinusoidală cu perioada l, $\sigma = \sigma_0 + (\Delta\sigma/2) \cdot \sin(\pi x/l)$

$$H_0 = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{\lambda_s \Delta\sigma}{\mu_0 M_s \cos\varphi} \cdot \frac{\delta_p}{l}; \qquad \text{(XIV.7.4)}$$

— variaţia în dinte de fierăstrău cu perioada $2l$. Într-o primă aproximaţie avem $\partial\sigma/\partial x \simeq 2\Delta\sigma/l$. De aici rezultă

$$\frac{\partial \epsilon_p'(x)}{\partial x} \simeq 3\lambda_s \Delta\sigma \frac{\delta_p}{l} \qquad \text{(XIV.7.5)}$$

şi deci

$$H_0 = \frac{3}{4} \cdot \frac{\lambda_s \Delta\sigma}{\mu_0 M_s \cos\varphi} \cdot \frac{\delta_p}{l}. \qquad \text{(XIV.7.6)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2) — *Grosimea peretelui este mare comparativ cu distanța în care apare o variație de tensiune* ($l \ll \delta_p$). Accidentul de tensiune (fig. XIV.34) va contribui cu o energie suplimentară $(3/2)\lambda_s \sin^2\theta \int \Delta\sigma \, dx$, unde θ este unghiul între σ și M_s. Într-o primă aproximație avem $\int \Delta\sigma \, dx = (1/2) l \Delta\sigma$ și ca atare

$$\partial \in_p'(x)/\partial x = (3/4)\, \lambda_s l \Delta\sigma \, 2\sin\theta \cos\theta (\partial\theta/\partial x). \qquad \text{(XIV.7.7)}$$

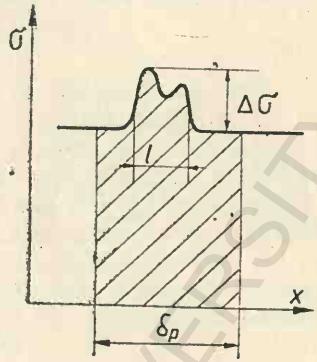


Fig. XIV.34. — Variația cu distanța a tensiunilor interne. Grosimea peretelui Bloch este mare față de extinderea variației de tensiune.

Pe de altă parte se poate găsi că $\partial\theta/\partial x$ este maxim pentru $x = 0{,}73\, l\delta_p^{-1}$ [81] și deci

$$\left(\frac{\partial \in_p'(x)}{\partial x}\right)_{\max} = \frac{2}{\sqrt[3]{3}} \lambda_s \Delta\sigma \, l \delta_p^{-1}. \qquad \text{(XIV.7.8)}$$

Comparînd relația (XIV.7.8) cu (XIV.7.5) se evidențiază că $\partial \in_p'(x)/\partial x$ trebuie să prezinte un maxim absolut, pentru valorile ușor superioare lui δ_p.

Cîmpul coercitiv este

$$H_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_s \Delta\sigma}{\mu_0 M_s \cos\varphi} \cdot \left(\frac{l}{\delta_p}\right). \qquad \text{(XIV.7.9)}$$

Weil [80] evidențiază că cele două relații, ce descriu cîmpul coercitiv, obținute pentru perturbații ce au o extindere mică și, respectiv, mare față de grosimea peretelui pot fi scrise:

$$H_0 = \frac{3(\delta_p/l)}{1 + 3(\delta_p/l)^2} \; \frac{\lambda_s \Delta\sigma}{2\mu_0 M_s \cos\varphi}, \qquad \text{(XIV.7.10)}$$

respectiv

$$H_{c.\max} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s \langle\sigma_i\rangle}{\mu_0 M_s} \left\langle \frac{3(\delta_p/l)}{1 + 3(\delta_p/l)^2} \right\rangle. \qquad \text{(XIV.7.11)}$$

Studiile experimentale [75] evidențiază o concordanță bună cu previziunile modelelor teoretice prezentate mai sus. Din nefericire această concordanță are un caracter pur formal. Néel [77] a arătat că concepția

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

după care $\epsilon_p'(x)$ este funcţie numai de abscisă peretelui plan, admite o tensiune medie $\langle\sigma\rangle$ în probă; această valoare medie nu poate fi decît foarte mică şi în consecinţă conduce la cîmpuri coercitive neglijabile. Hoselitz [82] a evidenţiat că în aliaje de tip AlNi relaţiile de mai sus conduc la o tensiune de 600 kg/mm² incompatibilă cu proprietăţile mecanice observate. Pe de altă parte, anumite materiale au magnetostricţiunea la saturaţie $\lambda_s = 0$ şi acest fapt ar implica ca $H_c = 0$, fapt ce nu concordă cu datele experimentale.

În cadrul modelului de sus, Kersten [74, 75] *analizează influenţa obstacolelor în calea deplasării pereţilor*, obstacole reprezentate prin neomogenităţile materialului. Cîmpul coercitiv, în acest model, este consecinţa faptului că peretele, în poziţia în care intersectează un număr de incluziuni, va avea o arie mai mică şi deci o energie mai scăzută comparativ cu poziţia în care nu intersectează incluziunile. În consecinţă incluziunile vor „bloca" pereţii şi deci cîmpul coercitiv va creşte.

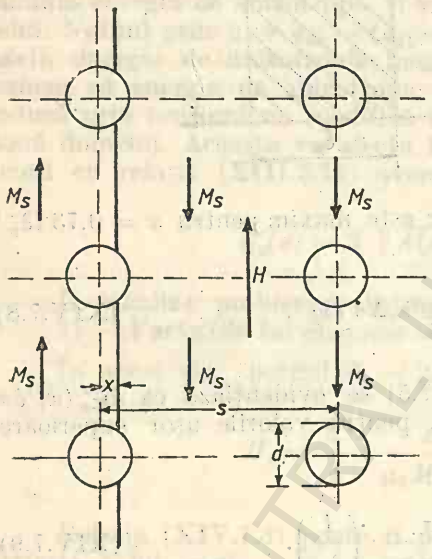


Fig. XIV.35. — Distribuţia incluziunilor după o reţea pătrată.

În cele ce urmează vom considera un model simplificat, ce pleacă de la premisa că incluziunile au o formă sferică cu diametrul $d = 2r$ şi sînt aranjate într-o reţea pătrată avînd constanta de reţea s (fig. XIV.35). Atunci cînd peretele intersectează o incluziune, suprafaţa sa şi deci energia se diminuează. Cu notaţiile din figura XIV.35 diminuarea suprafeţei peretelui este dată de $-\pi(r^2 - x^2)$ iar a energiei peretelui prin $-\pi(r^2 - x^2)\epsilon_p'$. Am presupus că diametrul incluziunii este mult mai mare ca grosimea peretelui. Numărul de incluziuni intersectate pe unitatea de volum este $1/s^2$. Ca atare, variaţia de energie $\Delta\epsilon$ este

$$\Delta\epsilon = -(\pi\epsilon_p'/s^2)(r^2 - x^2). \qquad \text{(XIV.7.12)}$$

Presiunea exercitată asupra peretelui este

$$p = 2\pi\epsilon_p' x/s^2. \qquad \text{(XIV.7.13)}$$

Valoarea minimă se obţine pentru $x = r$, deci $p_{\max} = 2\pi\epsilon_p' r s^{-2}$. La limită, presiunea exercitată de cîmpul magnetic $2\mu_0 M_s H$ trebuie să fie egală cu cea dată de (XIV.7.13). Deci

$$H_c = \pi r\epsilon_p'/\mu_0 M_s s^2. \qquad \text{(XIV.7.14)}$$

Introducînd concentraţia volumică de impurităţi $v = (4\pi/3)\cdot(r^3/s^3)$, relaţia (XIV.7.13) se poate scrie:

$$H_c = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3} \pi\,\epsilon_p' v^{2/3}/\mu_0 M_s r. \qquad \text{(XIV.7.15)}$$

Kersten [75, 78] aplică acest model în studiul oțelurilor recoapte, presupunînd că întreaga cantitate de carbon (sub formă de cementită) formează incluziuni nemagnetice. Pentru un conținut de carbon ce variază între 0 și 2% at C, cîmpul coercitiv este proporțional cu puterea 2/3 a conținutului de carbon, fapt ce pare să indice că volumul mediu al incluziunilor rămîne constant; raza medie este de $r = 0{,}6 \cdot 10^{-6}$m.

Néel [77] evidențiază că modelele expuse mai sus sînt principial nerealiste. Astfel, pe de o parte, se presupun pereți plani, iar pe de altă parte tensiunile interne și incluziunile sînt situate în plan, deci sînt independente de y și z. Această descriere diferă mult de situația reală, care implică aceleași dimensiuni medii în toate direcțiile spațiului. În acest caz un perete plan de dimensiuni laterale mari comparativ cu „accidentele" (incluziuni sau tensiuni) trebuie să intersecteze toate defectele, ce conduc atît la creșterea tensiunii superficiale cît și scăderea acesteia, și ca atare efectul rezultant, trebuie să fie mult mai mic ca cel calculat anterior. În plus, în studiul contribuțiilor incluziunilor nu se iau în considerare efectele cîmpului de demagnetizare, care sînt deosebit de importante.

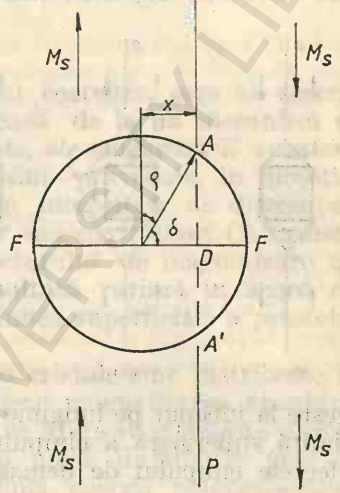


Fig. XIV.36. — Poziția peretelui față de o incluziune.

Pentru a analiza *efectul cîmpurilor de demagnetizare* [78] vom considera o cavitate de rază ρ situată la distanța x de perete ($x < \rho$) (fig. XIV.36), unde $x = \rho \cos \delta$. Calculul energiei magnetostatice, în această situație, evidențiază că energia de demagnetizare este [68]

$$\epsilon_d = \pi \mu_0 M_s^2 \rho^3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{(2n+1)^2} c_n^2, \qquad \text{(XIV.7.16)}$$

unde coeficienții c_n sînt definiți în funcție de polinoamele Legendre $P_n(\cos \delta)$

$$c_n = \frac{P_{n-2} - P_n}{2n-1} - \frac{P_n - P_{n+1}}{2n+3}. \qquad \text{(XIV.7.17)}$$

Pentru peretele tangent la cavitate se obține energia cîmpului de demagnetizare a unei sfere de rază ρ, magnetizată uniform, ϵ_{d_0}.

Relația (XIV.7.16) are un minim, cînd peretele intersectează sfera în două părți egale, minim ce corespunde la 0,46 ϵ_{d_0}. Energia estimată a cîmpului demagnetizant este cu peste două ordine de mărime mai mare ca energia implicată în considerarea tensiunilor și deci de mare importanță în determinarea cîmpului coercitiv.

Deși modelul evidențiază clar însemnătatea energiei de demagnetizare, nu este realist deoarece presupune că în jurul unei incluziuni magnetizarea este rigidă. Am evidențiat în capitolul XIII că în jurul cavităților se formează domenii de închidere care reduc mult energia magnetostatică a pereților. Existența acestor aranjamente complicate face dificil

un calcul detailat al deplasărilor pereților de domeniu. Néel [78] arată că cavitățile se pot clasifica în două categorii și anume: (a) *cavități mari* (de exemplu, la fier de dimensiuni superioare la 10^{-7} m) care nu joacă rolul de obstacole, ci acela de germeni de noi domenii ce se dezvoltă pe măsură ce cîmpul extern depășește o anumită valoare critică, proporțională cu diametrul; (b) cavități mici ($d < 10^{-7}$ m în fier) care joacă rolul de obstacole.

Structurile secundare care se formează în jurul *cavităților mari* sînt sensibile la acțiunea cîmpului extern. Să considerăm schema din figura XIV.37. Sub acțiunea unui cîmp extern, domeniul de închidere se alun-

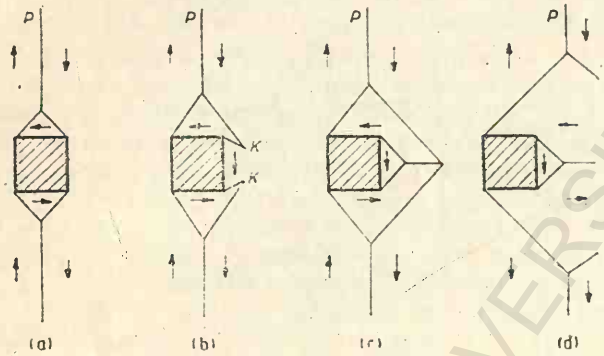


Fig. XIV.37. — Acțiunea unui cîmp magnetic crescător asupra unui perete de domenii ce bisectează o cavitate.

geşte la început pe lungime iar apoi în grosime. Se poate estima o valoare limită superioară a cîmpului critic superior, în ipoteza că se neglijează efectele cîmpului de demagnetizare. Se obține

$$H_c = \frac{5}{4}\sqrt{\frac{\pi^3}{8}} \cdot \frac{\epsilon'_p}{\mu_0 M_s d}. \qquad \text{(XIV.7.18)}$$

Cavitățile mari constituite obstacole în calea propagării peretelui. Analiza are sens pentru $H < H_c$. În acest caz se poate imagina un mecanism de tipul celui evidențiat în figura XIV.37 în care cavitatea constituie amorsa a unor noi domenii elementare care se dezvoltă pe măsură ce peretele se îndepărtează de poziția inițială.

În cazul *cavităților* de *dimensiuni mici* comparativ cu grosimea peretelui, cîmpul coercitiv pentru fier este dat de

$$H_c = [4{,}73 \cdot 10^7 \rho + 0{,}99 \cdot 10^{19} \rho^3] v^{2/3}. \qquad \text{(XIV.7.19)}$$

Considerarea cîmpurilor interne completează în mod natural analizele făcute mai sus dînd un sens fizic mult mai complet analizei cîmpurilor coercitive. Pare interesant a reproduce, ca o dovadă de etică științifică, cele relatate de M. Becker la Conferința de magnetism în 1950 și menționată în [80]. „Regret mult că Döring și cu mine am fost așa de orbi cu prilejul redactării cărții noastre, în fața rolului important pe care îl au cîmpurile interne la magnetizare și în particular asupra cîmpului coercitiv. Acest rol a fost apreciat la justa lui valoare de prof. Néel".

În modelele expuse, deplasarea peretelui este frînată prin diferențele locale ale tensiunilor pe care le provoacă perturbațiile elastice ale

rețelei sau prezența incluziunilor nemagnetice. Analiza se face ca și cum peretele ar fi plan și rigid și perturbațiile rețelei dispuse în mod regulat în nodurile unei rețele cubice. Néel [77] păstrînd ipoteza unui perete plan și rigid, dar admițînd o distribuție neregulată a perturbațiilor (mai realistă) arată că cele mai mari modificări posibile ale tensiunii nu conduc decît la cîmpuri coercitive mici, de ordinul 10 A/m. Dacă se presupune că peretele este deformabil se obține un cîmp coercitiv de 10^2A/m. Ca atare, mecanismele considerate mai sus nu pot descrie valorile cîmpurilor coercitive ce în mod obișnuit depășesc (10^3—10^4)A/m.

XIV.7.2. Modelul cîmpurilor de dispersie

Pentru a dezvolta un model al cîmpului coercitiv, care să descrie mai bine datele experimentale, Néel [77] pleacă de la un mecanism ce consideră *fluctuații în direcție sau în intensitate, ale magnetizării spontane* în interiorul domeniilor elementare. Acestea sînt provocate, în direcție, de către perturbațiile elastice ale rețelei și în intensitate de diferențele de concentrație, sau de prezența incluziunilor sau cavităților. Ca urmare a existenței acestor fluctuații, divergența vectorului de magnetizare nu mai este nulă și energia magnetostatică rezultată variază în acord cu poziția peretelui, în mod independent de tensiunea superficială a peretelui (ce nu are decît un rol secundar).

Să ne imaginăm că tensiunile interne în cristale sînt distribuite în mod inegal. Aceste perturbații, tind să devieze magnetizarea spontană de la direcția ideală de ușoară magnetizare și ca atare se stabilește o nouă distribuție a magnetizării spontane. Această nouă distribuție face ca $\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}) \neq 0$ și ca atare conduce la apariția unei energii magnetostatice interne deci *cîmpuri magnetice de dispersie*. Energia magnetostatică tinde să se opună deviațiilor magnetizării spontane și să le limiteze amplitudinile. Apar astfel interacții magnetice între diferitele regiuni ale aceluiași domeniu elementar. Pentru a analiza cantitativ modelul vom considera peretele de domeniu P (fig. XIV.38) care separă două domenii magnetizate în sens opus. Dacă peretele va ocupa poziția din figura XIV.38, în care intersectează un număr de porțiuni cu diferite energii magneto-

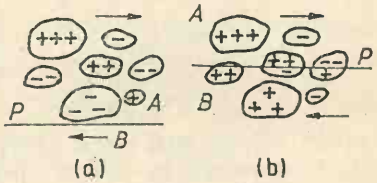


Fig. XIV.38. — Distribuția regiunilor neomogene în material.

statice, energia potențială a sistemului se diminuează în acord cu analiza făcută în paragraful XIII.6. Trecerea peretelui printr-un domeniu „perturbat" este însoțită de fluctuații continue ale energiei potențiale și deci apariției fenomenelor de histereză.

Să considerăm un domeniu elementar, a cărui magnetizare este dirijată după direcția Ox. Dacă într-un volum dv magnetizarea va avea o direcție ușor diferită de Ox, descrisă de cosinușii directori (β, γ), energia sistemului va crește prin $(K + \mu_0 M_s H/2)(\beta^2 + \gamma^2)$. Dacă presupunem că la energia sistemului contribuie și tensiunile interne direcția de ușoară magnetizare va fi ușor modificată ca, dealtfel și energia magnetocristalină.

Astfel, la energia totală a sistemului ϵ_t va trebui să adăugăm un termen de perturbații $F(\beta, \gamma)$ astfel că

$$\epsilon_t = \int [F(\beta, \gamma) + (K + \mu_0 H M_s/2)(\beta^2 + \gamma^2)] dv. \qquad \text{(XIV.7.20)}$$

Forma cea mai generală pentru $F(\beta, \gamma)$ este

$$F(\beta, \gamma) = C[r(\beta^2 + \gamma^2) - 2(\beta\beta' + \gamma\gamma')], \qquad \text{(XIV.7.21)}$$

unde C este o constantă independentă de (x, y, z), avînd dimensiunile unei energii, r — un număr iar β' și γ' sînt funcții aleatoare de (x, y, z), ce pot fi dezvoltate în serii Fourier

$$\beta' = \sum \beta'_\lambda \exp(i\lambda r); \quad \gamma' = \sum \gamma'_\lambda \exp(i\lambda r). \qquad \text{(XIV.7.22)}$$

Valorile C, r, β' și γ' pot fi determinate prin compararea legii clasice de apropiere de saturație cu cea implicînd o energie $F(\beta, \gamma)$ dată de relația (XIV.7.21).

Vom admite că substanța este formată din elemente dv asupra cărora acționează o tensiune uniformă constantă σ_t, și distribuită ca direcție, în mod aleator. Prin ipoteză vom neglija interacțiile magnetice. Legea apropierii de saturație a ansamblului se obține făcînd media legilor ce descriu comportarea elementelor dv. Notînd prin θ unghiul între magnetizarea spontană și direcția tensiunii, energia magnetoelastică are forma $\epsilon_{me} = (3/2)\lambda_s \sigma_t \sin^2\theta = C \sin^2\theta$. Néel [77] scrie dependența de cîmp a magnetizării în forma

$$M = M_s[1 - vf(\xi)], \qquad \text{(XIV.7.23)}$$

unde $\xi = \mu_0 M_s H C^{-1}$. Funcția $f(\xi)$ poate fi dezvoltată în serie, pentru cîmpuri de intensitate mică și respectiv mare

$$f(\xi) = \begin{cases} \dfrac{1}{2} - \dfrac{1}{3}\xi + \dfrac{3}{32}\xi^2 - \dfrac{1}{30}\xi^3 + \ldots, & H \text{ mic}, \\ \dfrac{4}{15} \cdot \dfrac{1}{\xi^2} + \dfrac{32}{105} \cdot \dfrac{1}{\xi^3} + \ldots, & H \text{ intens (în apropiere de saturație)}. \end{cases} \qquad \text{(XIV.7.24)}$$

Condițiile locale de echilibru ale magnetizării sub acțiunea cîmpului H sînt $-\partial F/\partial\beta = \mu_0 H M_s \beta$ și $-\partial F/\partial\gamma = \mu_0 H M_s \gamma$, deoarece K este nul și, pe de altă parte, neglijăm interacțiile magnetice. În aproximația dată avem

$$M = M_s(1 - (\beta^2 + \gamma^2)/2). \qquad \text{(XIV.7.25)}$$

Prin medierea magnetizărilor locale după toate valorile x, y și z se obține

$$M = M_s[1 - p_0/(\xi/2 + r)^2], \qquad \text{(XIV.7.26)}$$

unde $p_0 = (1/16) \sum_\lambda (\beta_\lambda'^2 + \gamma_\lambda'^2)$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prin compararea relațiilor (XIV.7.23) cu (XIV.7.26), se poate determina p_0 și r pentru o valoare dată a magnetizării, cu condiția ca cele două curbe de magnetizare să aibă aceeași tangentă. Valorile p_0/v cît și r sînt redate în figura XIV.39. Pentru perturbații mici, valorile tipice sînt $p_0/v = 1/15$ și $r = -2/7$.

Néel [77] obține o expresie aproximativă pentru cîmpul coercitiv ce provine din diferențele între tensiunile locale ale rețelei. Aceste deviații neregulate ale magnetizării de la direcția de ușoară magnetizare, vor crea cîmpul de dispersie $\mathbf{H}_d = -\nabla V_d(\mathbf{r})$. Acest cîmp acționează modificînd direcția magnetizării.

Înainte de a calcula energia sistemului în funcție de latura $z = h$ a peretelui, va trebui să determinăm starea de echilibru a magnetizării, de cele două părți ale peretelui. Deoarece magnetizarea schimbă semnul la traversarea peretelui va trebui să găsim două expresii pentru potențial, corespunzătoare celor două domenii.

Energia totală a sistemului în acord cu relația (XIV.7.20) este

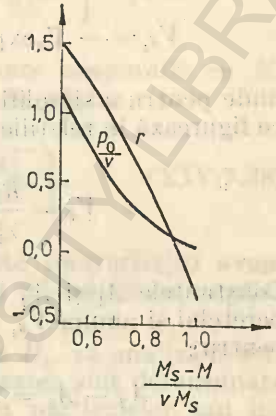


Fig. XIV.39. — Valorile p_0/v și r în funcție de $(M_s - M)v^{-1}M_s$.

$$\epsilon_t = C[r(\beta^2 + \gamma^2) - 2(\beta\beta' + \gamma\gamma')] + K(\beta^2 + \gamma^2) + \mu_0 M_s \nabla V_d \alpha. \quad (XIV.7.27)$$

Energia minimă a sistemului corespunzătoare situației de echilibru este dată de

$$-\frac{\partial \epsilon_t}{\partial \beta} = 2K\beta + \mu_0 M_s \frac{\partial V_d}{\partial y}; \quad -\frac{\partial \epsilon_t}{\partial \gamma} = 2K\gamma + \mu_0 M_s \frac{\partial V_d}{\partial z}. \quad (XIV.7.28)$$

Cîmpul de dispersie are ca origine deviațiile în direcție ale magnetizării, deci

$$\nabla^2 V_d(\mathbf{r}) = M_s \left(\frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z}\right). \quad (XIV.7.29)$$

Vom nota:

$$Q = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{\mu_0 H M_s + 2Cr}; \quad R = \frac{2C}{\mu_0 H M_s + 2Cr}.$$

În acest caz ecuația Poisson se scrie

$$\frac{\partial^2 V_d}{\partial x^2} + Q\left(\frac{\partial^2 V_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_d}{\partial z^2}\right) = -M_s R \sum_\lambda (\lambda_2 \beta'_\lambda + \lambda_3 \gamma'_\lambda) \exp(i\lambda \mathbf{r}). \quad (XIV.7.30)$$

Relația (XIV.7.30) este satisfăcută de un potențial de forma

$$V_d = M_s R \sum_\lambda \frac{\lambda_2 \beta'_\lambda + \lambda_3 \gamma'_\lambda}{\lambda_1^2 + Q(\lambda_2^2 + \lambda_3^2)} \exp(i\lambda \mathbf{r}), \quad (XIV.7.31)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde λ_1, λ_2 și λ_3 sînt componentele lui λ după cele trei axe de coordonate.

Dacă peretele este situat la $z = h$, potențialele de cele două părți ale peretelui, sînt V_{d_1} pentru $z > h$ (magnetizarea dirijată după Ox) și V_{d_2} pentru $z < h$ (magnetizarea dirijată după $-Ox$):

$$V_{d_1} = V_0 \exp(i\lambda r) + A_1 \exp[-n(z-h)] \exp[i(\lambda_1 x + \lambda_2 y)],$$
$$V_{d_2} = -V_0 \exp(i\lambda r) + A_2 \exp[n(z-h)] \exp[i(\lambda_1 x + \lambda_2 y)], \qquad \text{(XIV.7.32)}$$

unde pentru a simplifica calculele, am presupus pentru moment că sumele ce figurează în relațiile de mai sus nu au decît un singur termen. Am notat

$$V_0 = \frac{RM_s(\lambda_2 \beta'_\lambda + \lambda_3 \gamma'_\lambda)}{\lambda_1^2 + Q(\lambda_2^2 + \lambda_3^2)}; \quad n^2 = \lambda_2^2 + \lambda_1^2 Q^{-1}.$$

Constantele A_1 și A_2 sînt determinate din condițiile limită la suprafața peretelui și anume $V_{d_1} = V_{d_2}$ și $\partial V_{d_1}/\partial z = \partial V_{d_2}/\partial z$. Acestea sînt satisfăcute pentru:

$$A_2 - A_1 = 2\, V_0 \sin \lambda_3 h; \quad A_2 + A_1 = 2 V_0 \frac{\lambda_3}{n} \cos \lambda_3 h.$$

Fiind determinată starea de echilibru a magnetizării se poate calcula energia corespunzătoare dată de termenul magnetic clasic, energia magnetocristalină și respectiv energia magnetoelastică. Energia în două domenii în cazul unui cilindru cu generatoarea paralelă cu Oz și cu secțiunea de 1 m² este

$$\in = \frac{V_0^2}{4} Q \left(\frac{\lambda_3^2}{n} + n \right) \cos^2 \lambda_3 h. \qquad \text{(XIV.7.33)}$$

Energia (XIV.7.33) este o funcție sinusoidală de poziția h a peretelui. Pentru ca peretele să fie în echilibru, sub acțiunea presiunii magnetice $2\mu_0 M_s H$, orientată după axa Ox, trebuie ca

$$2\mu_0 M_s H = -\frac{\partial \in}{\partial h} = \frac{V_0^2 Q\, \lambda_3}{4} \left(\frac{\lambda_3^2}{n} + n \right) 2 \sin \lambda_3 h \cos \lambda_3 h. \qquad \text{(XIV.7.34)}$$

Cîmpul critic H'_0, pentru care peretele se va deplasa brusc prin întreg domeniul, corespunde la valoarea maximă a lui $\partial \in / \partial h$

$$H'_0 = \frac{\pi R^2 M_s}{2} \frac{\lambda_3(\lambda_2 \beta'_\lambda + \lambda_3 \gamma'_\lambda)}{n[\lambda_1^2 + Q(\lambda_2^2 + \lambda_3^2)]}. \qquad \text{(XIV.7.35)}$$

Cîmpul coercitiv al materialului se obține mediind relația (XIV.7.35) pentru toate valorile λ_i. Se obține

$$H_c \simeq \frac{4 p_0}{\pi \mu_0 M_s} \cdot \frac{C^2}{K + Cr} \left[1{,}386 + \ln \sqrt{\frac{\mu_0 M_s^2}{2(K + Cr)}} \right]. \qquad \text{(XIV.7.36)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relaţia (XIV.7.36) poate fi particularizată pentru:

(a) — *Energia de deformare elastică C este mică comparativ cu energia de anizotropie magnetică* ($(3/2)\lambda\sigma < K$), ca de exemplu la nichel. În acest caz ξ este mare şi $p/v_0 \simeq 1/15$. Deci

$$H_{c_1} \simeq \frac{4}{15\pi} \cdot \frac{v_0 C^2}{\mu_0 K M_s}\left[1{,}386 + \ln\sqrt{\frac{\mu_0 M_s^2}{2K}}\right]. \qquad \text{(XIV.7.37)}$$

(b) — *Energia de deformare elastică C este mare comparativ cu K.* În acest caz ξ este mic, $p/v_0 = 0{,}5$ iar $r = 0{,}925$. Se obţine

$$H_{c_2} \simeq 0{,}7\,\frac{v_0 C}{\mu_0 M_s}\left[1{,}386 + \ln\sqrt{\frac{\mu_0 M_s^2}{2C}}\right]. \qquad \text{(XIV.7.38)}$$

Dacă substanţa conţine un număr mare de defecte (perturbaţii) avem $v_0 \simeq 1$ şi deci $H_c \propto C/M_s\mu_0$. Aceasta corespunde unui mecanism ce implică rotaţii pure.

Înainte de a discuta valorile cîmpurilor critice H_c, să analizăm originea cîmpurilor magnetice interne de dispersie. Acestea sînt determinate de prezenţa în interiorul domeniilor elementare, a particulelor sau incluziunilor nemagnetice sau slab magnetice. Ca atare, magnetizarea spontană M_s variază local. Să presupunem că magnetizarea spontană poate fi dezvoltată într-o serie Fourier

$$M(\mathrm{r}) = M_0 + \sum_{\lambda} \mathrm{m}_\lambda \exp(\mathrm{i}\lambda\mathrm{r}). \qquad \text{(XIV.7.39)}$$

Aceste perturbaţii produc un cîmp de dispersie h_d al cărui efect va fi o uşoară deviaţie a magnetizării comparativ cu direcţia de uşoară magnetizare. Gradientul energiei magnetostatice ce produce acest cîmp este

$$-\nabla M = \sum_{\lambda} \lambda_1 m_\lambda \exp(\mathrm{i}\lambda\mathrm{r}) - M_0\left(\frac{\partial\beta}{\partial y} + \frac{\partial\gamma}{\partial z}\right). \qquad \text{(XIV.7.40)}$$

Potenţialul magnetic $V_d(r)$ satisface o ecuaţie analogă cu (XIV.7.30)

$$\frac{\partial^2 V_d}{\partial x^2} + Q\left(\frac{\partial^2 V_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_d}{\partial z^2}\right) = -\sum_{\lambda}\left[\lambda_1 m_\lambda + RM_0(\lambda_2\beta'_\lambda + \lambda_3\gamma'_\lambda)\right]\exp(\mathrm{i}\lambda\mathrm{r}). \qquad \text{(XIV.7.41)}$$

Similar cu analiza de mai sus, se obţine cîmpul coercitiv

$$\langle H_c'' \rangle = \frac{K + Cr}{\mu_0 M_0}\sum_{\lambda}\frac{m_\lambda^2}{M_0^2}\left[0{,}386 + \ln\left(\frac{\mu_0 M_s^2/2}{K + Cr}\right)^{1/2}\right]. \qquad \text{(XIV.7.42)}$$

Ţinînd seama de relaţia (XIV.7.39) avem

$$\langle M_s^2 \rangle = M_0^2 + \frac{1}{8}\sum_{\lambda} m_\lambda^2. \qquad \text{(XIV.7.43)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să presupunem că substanța este constituită din două faze avînd magnetizările spontane m_s' și m_s'' și ocupă volumele v' sau $v'' = 1 - v'$. Magnetizarea medie a probei este $v'm_s' + v''m_s''$. Ca atare $\sum m_\lambda^2 = 8v_1v_2 (m_s' - m_s'')^2$. Introducînd această valoare în expresia cîmpului coercitiv, pentru perturbații mici date de tensiuni, se obține

$$\langle H_c'' \rangle = \frac{K}{\mu_0 M_0} \cdot \frac{8v'v''(m_s' - m_s'')^2}{M_0^2} \left(0{,}386 + \ln \sqrt{\frac{\mu_0 M_0^2}{2K}}\right). \quad \text{(XIV.7.44)}$$

Dacă unul din constituenți este nemagnetic ($m_s'' = 0$ iar $v' = v''$), se obține

$$\langle H_c'' \rangle = \frac{8K v'}{\mu_0 M_0} \left(0{,}386 + \ln \sqrt{\frac{\mu_0 M_0^2}{2K}}\right). \quad \text{(XIV.7.45)}$$

Rezultatele de mai sus au fost obținute în cazul unui perete, ce este în medie plan și paralel cu direcția cîmpului extern și separă două domenii elementare magnetizate în sens opus. Cîmpul coercitiv găsit este suma cîmpurilor medii necesare a deplasa peretele pe o distanță corespunzătoare cu jumătatea grosimii domeniului. În realitate avem o multitudine de domenii cu pereți ce au diverse orientări și cu perturbații deosebit de complexe.

Cîmpul coercitiv este rezultatul contribuției a doi termeni, primul dat de relația (XIV.7.36) și reflectă efectul tensiunilor interne iar al doilea dat de relația (XIV.7.44) este datorată golurilor sau incluziunilor.

Néel [77] a particularizat relațiile dezvoltate mai sus pentru fier și nichel și obține (s-a notat cu v și v' fracțiile volumice supuse la tensiuni interne și respectiv ocupate de incluziuni):

$$H_c = (2{,}1v + 360\ v') \cdot 79{,}6\ A/\text{m}, \quad \text{pentru fier (a)},$$
$$H_c = (330v + 97\ v') \cdot 79{,}6\ \text{A/m}, \quad \text{pentru nichel (b)}. \quad \text{(XIV.7.46)}$$

Analizînd relațiile de mai sus se evidențiază că în fier valorile cîmpului coercitiv sînt în principal influențate de incluziuni, în timp ce la nichel contribuția tensiunilor interne este predominantă.

Folosind datele experimentale ale lui Kersten [75] s-a analizat rolul diferitelor tipuri de incluziuni în fier. Prin recoacerea probelor, impuritățile precipită, iar pe de altă parte, prin acest tratament termic se elimină tensiunile interne, astfel încît cîmpul coercitiv ar trebui să depindă numai de volumul relativ pe care îl ocupă impuritățile. O astfel de relație este evidențiată experimental (fig. XIV.40). Pe aceeași curbă s-a trasat prin linie plină relația (XIV.7.46(a)). Concordanța cu datele experimentale este bună.

În cazul nichelului, comparația cu modelul este mai dificilă deoarece starea de tensiune, care are un rol perdominant, nu este bine cunoscută. Modelul justifică însă calitativ dependența de temperatură a cîmpului coercitiv. Anizotropia magnetică scade rapid cu temperatura. Ca atare la temperaturi joase avem: $\lambda_s \sigma < K$ iar de la temperatura mediului ambiant $\lambda_s \sigma > K$. În figura XIV.41 redăm dependența de temperatură a cîmpului coercitiv la nichel. Corespunzător celor două domenii de temperatură considerate apar tipurile de dependențe descrise de relațiile

(XIV.7.37) și (XIV.7.38). Ne așteptăm ca valorile cîmpului coercitiv să depindă de tratamentele termice la care a fost supusă proba. Experimental se constată că maximul în valorile H_c este cu atît mai mic cu cît temperatura este mai ridicată și deci tratamentul termic este mai eficace în eliminarea tensiunilor interne.

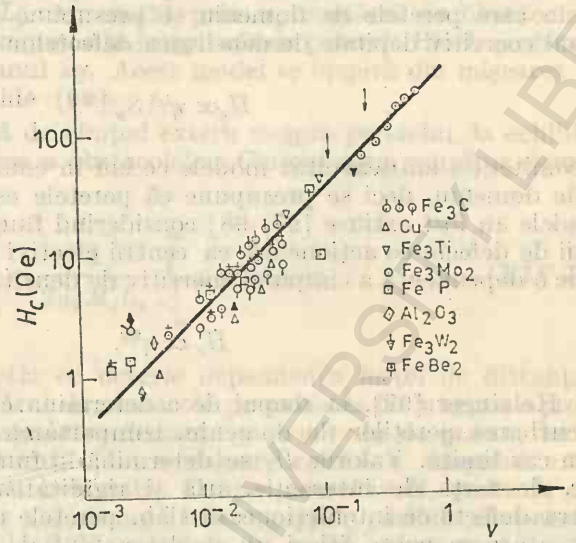


Fig. XIV.40. — Dependența cîmpului coercitiv la unele aliaje ale fierului de volumul ocupat de incluziuni nemagnetice.

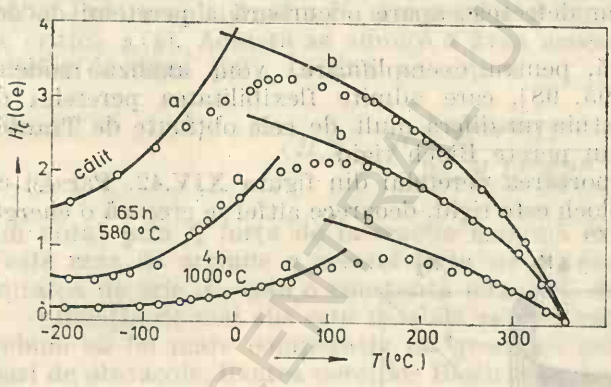


Fig. XIV.41. — Variația termică a cîmpului coercitiv la nichel: călit; recopt la 580°C și recopt la 1000°C. Prin linie plină s-au trasat tipurile de dependențe presupuse în cazul: (a) anizotropiilor mari (XIV.7.37) și, respectiv, (b) mici (XIV.7.38).

XIV.7.3. Alte modele ce descriu cîmpul coercitiv

Curba de histereză a materialelor ordonate magnetic este influențată semnificativ de imperfecțiunile rețelei cristaline. În probe macroscopice cu structură multidomenică, inversarea magnetizării, în mod obișnuit are loc prin deplasări ale pereților de domenii. Pentru a determina valorile cîmpului coercitiv, este necesar să cunoaștem forțele de interacție, exercitate prin defecte, asupra mișcării pereților. Interacția între pereții de domenii și defecte a fost analizată într-un număr de lucrări ce au considerat defecte punctuale [83], dislocații [84—86], precipitate [87], granițe ale grăunților [88] cît și granițe antifază [89, 90].

Din cauza ariei mari a peretelui de domeniu, numărul de defecte ce interacţionează cu acesta, în general, este ridicat. Dacă defectele sînt uniform distribuite de ambele părţi ale pereţilor de domeniu, forţele medii de interacţie se compensează. Astfel, numai fluctuaţiile spaţiale ale concentraţiei de defecte contribuie la centrele de fixare. Aceste fluctuaţii sînt luate în considerare în teoria potenţialului statistic [84, 86, 91], în care peretele de domeniu se presupune a fi rigid. În acest caz, cîmpul coercitiv depinde de densitatea defectelor η şi de aria peretelui S_p

$$H_c \propto \eta^{1/2} S_p^{-1/2}. \qquad \text{(XIV.7.47)}$$

Concomitent s-au dezvoltat modele ce iau în considerare curbarea peretelui de domeniu, deci se presupune că peretele este flexibil [77, 92—96]. Calculele au fost extinse [97, 98] considerînd fluctuaţiile spaţiale ale densităţii de defecte ce acţionează ca centrii efectivi de fixare. Aceste modele prezic o dependenţă a cîmpului coercitiv de densitatea defectelor de forma

$$H_c \propto \eta^{2/3}. \qquad \text{(XIV.7.48)}$$

Helzinger [97], în scopul de a determina cîmpul coercitiv, a simulat curbarea pereţilor de domeniu, comportarea rigidă fiind considerată ca un caz limită. Valorile H_c se determină în funcţie de densitatea defectelor, de forţa de interacţie, aria şi rigiditatea peretelui de domeniu. Pentru defecte ce interacţionează slab, peretele de domeniu rămîne rigid şi ca atare se poate folosi un model potenţial. În cazul unor interacţii puternice ale pereţilor cu defectele, apare o curbură a peretelui de domeniu.

În cele ce urmează, pentru exemplificare, vom analiza modelul dezvoltat de Haasen [95, 98], care admite flexibilitatea peretelui de domeniu. Prezicerile acestuia nu diferă mult de cele obţinute de Trauble [84] care a considerat un perete Bloch rigid.

Să examinăm comportarea peretelui din figura XIV.42. Paralel cu magnetizarea, peretele Bloch este rigid, deoarece altfel se creează o energie

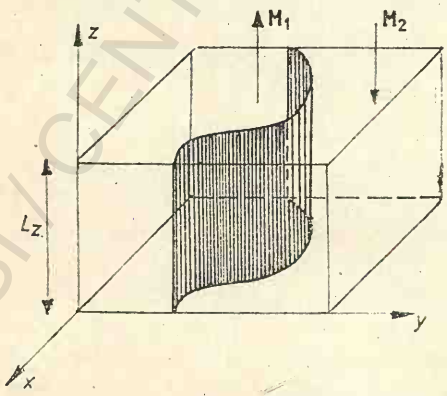


Fig. XIV.42. — Peretele de 180° într-un cristal.

magnetostatică şi deci cîmpuri de dispersie puternice. În direcţia y peretele este flexibil şi deci sînt posibile ondulaţii ale acestuia, dar în medie axa y se presupune normală la perete. Poziţia peretelui este determinată de forţele exercitate asupra acestuia prin cîmpul extern şi respectiv „obsta-

cole" înglobate în probă. Deoarece peretele Bloch este rigid în lungul axei z, poziția peretelui este determinată, în cazul cînd este cunoscută poziția în planul $z = 0$ (se consideră deci proiecția peretelui Bloch în acest plan). Pentru a calcula efectul forțelor exercitate prin obstacole, acestea sînt de asemenea proiectate în planul considerat. Astfel problema a fost redusă la mișcarea unei linii elastice printre obstacole a căror număr pe unitatea de arie este $n_v L_z$. Am notat prin n_v numărul de obstacole pe unitatea de volum și L_z lungimea în lungul căreia peretele Bloch și obstacolele sînt proiectate pe planul xy. Acest model se inspiră din mișcarea dislocațiilor în soluțiile solide [99].

Presiunea exercitată de cîmpul extern asupra peretelui, la echilibru, este contrabalansată de cea a obstacolelor. Cîmpul corespunzător situației de echilibru este dat de

$$H = \frac{1}{2\mu_0 M_s L_z} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(y)\, f(y) \mathrm{d}y \qquad \text{(XIV.7.49)}$$

Am notat prin $f(y)$ funcția ce descrie dependența forței de distanța la obstacol, $\rho(y)\mathrm{d}y$ este numărul de obstacole pe unitatea de lungime a proiecției peretelui Bloch, situate între distanța y și $y + \mathrm{d}y$ de perete, iar M_s este magnetizarea la saturație. La o valoare critică a cîmpului extern peretele va efectua un salt ireversibil. Cîmpul coercitiv H_c poate fi obținut prin medierea acestor valori după toate pozițiile posibile ale peretelui Bloch. Corespunzător valorii H_c, peretele se poate mișca prin întreaga probă. Pentru a determina H_c este necesar a cunoaște funcția de distribuție critică $\rho_c(y)$. Aceasta se admite a avea aceeași formă ca în cazul defectelor de rețea [99]. În final se obține

$$\langle H_c \rangle = C_1 \frac{n_v^{2/3}\, r^{1/2} f_0^{4/3}}{2\mu_0 M_s L_z^{2/3} \epsilon_p'^{1/3}}. \qquad \text{(XIV.7.50)}$$

Am notat prin f_0 forța de interacție maximă exercitată de un obstacol, r este raza de acțiune a acestei forțe iar ϵ_p' energia peretelui Bloch pe unitatea de arie. C_1 este o constantă numerică de ordinul unității.

Relația de mai sus este valabilă pentru valori n_v mici, iar $(n_v L_z)^{-1/2}$ trebuie să fie mare comparativ cu grosimea peretelui. Pentru densități mari de obstacole, fixarea pereților Bloch este cauzată nu numai de obstacole individuale dar și de fluctuațiile în densitatea lor și respectiv de modul lor de aranjare. Brion și Nembach [100] arată că pentru multe sisteme densitatea de obstacole este foarte mare și ca atare relația (XIV.7.50) nu poate fi folosită în forma de mai sus. În acest caz parametrii n_v, r și f, care se referă la obstacole individuale, au fost înlocuiți prin valori efective.

Intensitatea unei singure fluctuații se calculează mediind forțele exercitate de către obstacolele individuale pe lungimea proiecției peretelui ($L_0 \| x$). Pentru a calcula lungimea caracteristică L_0 se consideră că în punctul (x_0, y_0) a proiecției peretelui acționează o forță în direcția y. Poziția medie $y(x)$ a proiecției este modificată local la $y(x) + u(x)$, unde $u(x) = u_0 \exp[-|x - x_0|/L_0]$. L_0 depinde de rigiditatea peretelui Bloch și de dispersia obstacolelor. Fiecare segment de lungime L_0 dă o fluctuație, astfel că se poate obține spectrul fluctuațiilor de diferite densi-

tăţi. Acesta poate fi înlocuit prin valoarea medie pătrată. Se obţine [86, 99, 100]

$$f_{ef} = (L_z L_0 n_v S)^{1/2}, \qquad \text{(XIV.7.51)}$$

unde $S = \int_{-\infty}^{\infty} f^2(y)\,\mathrm{d}y$.

Zona r_{ef} a fluctuaţiilor este dată de [86, 99, 100]

$$r_{ef} = \pi(SS_1^{-1})^{1/2}, \qquad \text{(XIV.7.52)}$$

unde $S_1 = \int_{-\infty}^{\infty} (\mathrm{d}f(y)/\mathrm{d}y)^2 \mathrm{d}y$.

Densitatea $n_{v,ef}$ a fluctuaţiilor medii este

$$n_{v,ef} = (r_{ef} L_0 L_z)^{-1}. \qquad \text{(XIV.7.53)}$$

Introducînd acestea în relaţia (XIV.7.50), se obţine

$$\langle H_c \rangle = C_2 \frac{n_v^{2/3}}{2 M_s \in_p'^{1/3} \mu_0 L_z^{2/3}} S^{1/2} S_1^{1/6}. \qquad \text{(XIV.7.54)}$$

Integralele S şi S_1 sînt evaluate pentru tipuri particulare de obstacole. Acestea au fost calculate pentru incluziuni sferice nemagnetice care nu tensionează matricea [100]. În evaluarea lui S şi S_1 s-a admis că densitatea de energie $\in(y)$ în peretele de 180° variază cu distanţa y normală la acesta, conform cu relaţia

$$\in(y) = \in(0)\,[1 + (y/\delta)^2]^{-2}, \qquad \text{(XIV.7.55)}$$

unde $\in(0) = 2\in_p'/\pi\delta$ este densitatea de energie în centrul peretelui Bloch, iar δ măsoară lărgimea peretelui Bloch. Se obţine [87]

$$S(\rho) = (4\in_p'^2\delta^3)\frac{3\pi}{16}\left[4\rho^3 \operatorname{arc\,tg}\rho + 2\ln(1+\rho^2) - 5\rho^2 + \frac{3\rho^2}{1+\rho^2}\right] =$$

$$= (4\in_p'^2\delta^3) S'(\rho), \qquad \text{(XIV.7.56)}$$

iar

$$S_1(\rho) = (4\in_p'^2\delta)\left[\frac{9\pi}{32}\rho^6 \frac{9+5\rho^2}{(1+\rho^2)^3}\right] = 4\in_p'^2\delta S_1'(\rho). \qquad \text{(XIV.7.57)}$$

Am notat prin ρ diametrul redus al particulei $\rho = \mathrm{d}(2\delta)^{-1}$. Dacă fracţia volumică, v de particule este constantă, n_v va scade cînd d creşte $n_v = 6v\,(\pi \mathrm{d}^3)^{-1}$ şi deci

$$\langle H_c(v, \rho) \rangle = A\rho^{-2} S'(\rho)^{1/2} S_1'(\rho)^{1/6} v^{2/3}. \qquad \text{(XIV.7.58)}$$

Produsul $\rho^{-2} S(\rho)^{1/2} S_1(\rho)^{1/6}$ este reprezentat [87] în figura XIV.43a atît în modelele dezvoltate de Haasen şi respectiv de Träuble. Pentru o compara-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ţie cu datele experimentale este necesar a adăuga şi contribuţiile altor defecte ca dislocaţii şi graniţe de unghi mai mic. Astfel [99]

$$H_c(d, v) = [\langle H_c^{3/2}(d, v)\rangle + H_c^{3/2}(d = 0, v)]^{2/3}, \qquad \text{(XIV.7.59)}$$

unde $H_c(d = 0, v)$ măsoară cîmpul coercitiv al probei ce nu conţine particule. Modelul descrie rezonabil valorile H_c în funcţie de dimensiunea par-

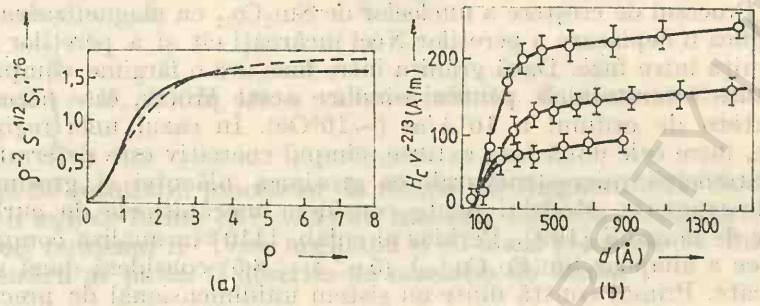


Fig. XIV.43. — Valorile $\rho^{-2} S'^{1/2} S_1'^{1/6}$ funcţie de ρ: — B — N [100] şi — — — Träuble [84] (a); $\langle H_c\rangle v^{-2/3}$ în funcţie de diametrul particulei (b).

ticulelor. În figura XIV.43b se prezintă valorile $H_c(d, v)v^{-2/3}$ în funcţie de d. Aceste curbe depind însă de v, în contrast cu previziunile teoretice. Acest fapt poate fi atribuit dependenţei de volum a nucleaţiei domeniilor cu magnetizarea inversată.

Aplicaţiile tehnice ale compuşilor pămînturilor rare cu elementele de tranziţie 3*d* a impulsionat studiul mecanismului coercitivităţii lor. În aceste *materiale cu anizotropie ridicată* ($K > 10^8$erg/cm^3) lărgimea peretelui de domeniu δ_p este de ordinul a cîtorva constante de reţea.

S-a sugerat [101] că coercitivitatea intrinsecă, pentru mişcarea peretelui prezisă pentru pereţi de domeniu subţiri, este analogă cu potenţialul Peierls-Nabbaro al dislocaţiilor. Hilzinger şi Krönmüller [102] evidenţiază că configuraţia de spin a pereţilor de 180° în compuşii PCo_5 poate fi analizată în modelul Heisenberg. Deviaţiile de la soluţia micromagnetică apar în principal în centrul peretelui. Energia peretelui depinde periodic de poziţia centrului peretelui faţă de reţeaua cristalului. Oscilaţiile în energia peretelui dau naştere la un cîmp coercitiv $H_c = \text{ct} \cdot (\mathcal{J}/D) \cdot \exp[-\pi\delta_p/D]$, unde $\mathcal{J}$ este constanta de schimb iar D este lungimea de undă după o direcţie ce este perpendiculară la peretele domeniului.

Justificarea cîmpurilor mari coercitive în magneţii permanenţi sinterizaţi de tip $SmCo_5$ a fost obiectul unui număr de studii [103—106, 90]. În general, cîmpurile coercitive pot fi atribuite prezenţei unor mecanisme de fixare sau de nucleaţie. Mecanismele de fixare pot fi datorate interacţiei între pereţii de domeniu şi defectele punctuale, graniţele antifazelor sau limitele grăunţilor sau graniţelor între faze. Dislocaţiile sînt mai puţin importante în materiale cu coercivitate ridicată deoarece contribuţia lor la cîmpul coercitiv tinde spre zero, pentru pereţi de domeniu subţiri, în acord cu legea $\delta_p^{1/2}$ în timp ce pentru defectele punctuale această dependenţă este de forma $(\delta_p^{-1/2} - \delta_p^{-5/2})$ [105]. Cîmpul coercitiv, datorită

graniţelor antifază, prezintă chiar o variaţie de forma δ_p^{-1} [90, 107] conducînd astfel la efecte mari de fixare pentru pereţii de domeniu înguşti. Modelele de nucleaţie sînt discutate în corelaţie cu efectele cîmpurilor de tensiuni puternice ce există la muchiile particulelor.

Plecînd de la structura reală a magneţilor permanenţi de tip $SmCo_5$, în care apar ca precipitate, plăcuţe de Sm_2Co_{17} [108] s-a studiat rolul pe care acestea îl au asupra valorilor cîmpului coercitiv. Astfel s-a analizat [109] cîmpul de nucleaţie pentru plăcuţele de Sm_2Co_{17} precipitate în matricea de $SmCo_5$ atît pentru dimensiuni finite cît şi infinite ale plăcuţelor. Procesul de creştere a nucleelor de Sm_2Co_{17} cu magnetizarea inversată implică o deplasare a pereţilor Néel încărcaţi cît şi a pereţilor Bloch, prin graniţa între faze. Dacă graniţa între faze are o lărgime comparabilă cu distanţa interatomică, pentru a induce acest proces, este necesar un cîmp extern de ordinul a 10^7A/m ($\sim 10^5$Oe). În cazul unei regiuni de tranziţie, între cele două faze extinse, cîmpul coercitiv este determinat de către parametrii microstructurali ca grosimea plăcuţei şi grosimea regiunii de tranziţie. Modelul poate considera mecanismele de curbare a pereţilor de domenii [109]. Perkins şi colab. [110] în analiza comportării magnetice a aliajelor $Sm(Co_xCu_{1-x})_z$ ($5 < z < 8{,}5$) consideră două modele simplificate. Primul constă dintr-un sistem unidimensional de precipitate microscopice de tip Sm_2Co_{17} în matricea tensionată a $Sm(CoCu)_5$. În această situaţie se consideră un mecanism de coercitivitate ce implică frecare. În al doilea model se evaluează (pentru domeniul de compoziţie $z > 6$) interacţiile între precipitatele macroscopice şi matricea de tip $Sm(CoCu)_5$. Amîndouă modelele estimează ordinul de mărime al cîmpului coercitiv, în concordanţă cu rezultatele experimentale.

Studiile experimentale prin efect Kerr [111] asupra configuraţiilor de domenii în $SmCo_5$ sînt analizate şi în cadrul teoriei micromagnetice, considerînd un monocristal cu simetrie uniaxială. Deplasările pereţilor de domeniu au loc la cîmpuri externe de $2{,}11 \cdot 10^4$A/m (265 Oe) valoare interpretată ca fiind cîmpul coercitiv intrinsec datorită potenţialului Peierls şi defectelor de reţea distribuite aleator. Nucleaţia domeniilor reversate se observă între graniţa precipitatelor de Sm_2Co_7 şi matrice. Precipitatele la graniţele domeniilor constituie surse pentru centri de nucleaţie. Rezultatele sînt analizate plecînd de la nucleaţia domeniilor reversate în regiunile cu anizotropie cristalină mică sau a suprafeţei cu precipitate dispuse neregulat.

Un număr de alte studii au abordat problema coercitivităţii. Datele experimentale sînt discutate folosind elemente din modelele deja expuse şi ca atare nu le vom menţiona.

XIV.8. Legea apropierii de saturaţie pentru materiale policristaline

Studiile efectuate asupra materialelor magnetice evidenţiază că modificarea magnetizării, în cîmpuri intense, se face prin procese de rotaţie. Procesele de magnetizare, la valori ridicate ale cîmpurilor magnetice, pot fi descrise prin modele relativ simple. Măsurătorile experimentale au evidenţiat că în apropiere de saturaţie magnetizarea urmează o lege de forma [65, 112—117]

$$M = M_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \dots\right) + \chi_0 H. \qquad \text{(XIV.8.1)}$$

Termenul $\chi_0 H$ este determinat de prezenţa unei contribuţii independente de cîmp, χ_0. Acest termen este cu atît mai mare cu cît ne apropiem de temperatura Curie a sistemului.

Prezenţa termenului în H^{-1} ar implica un lucru de magnetizare infinit. Acest fapt poate fi evidenţiat mai jos

$$\mathcal{L} = \mu_0 \int_{H^0}^{\infty} H \mathrm{d}M = \int_{H_0}^{\infty} \mu_0 H \frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}H} \mathrm{d}H = \int_{H_0}^{\infty} \mu_0 \left(\frac{aM_s}{H} + \frac{2bM_s}{H^2} + \frac{3cM_s}{H^3} + \ldots \right) \mathrm{d}H. \tag{XIV.8.2}$$

Termenul $\int_{H_0}^{\infty} (aM_s/H)\mathrm{d}H$ are o valoare infinită. Ca atare acest termen nu poate să fie rezultatul proceselor de rotaţie ale magnetizărilor de domeniu şi deci o lege de forma (XIV.8.1) nu mai este valabilă la cîmpuri intense. De obicei termenul H^{-3} este neglijabil şi ca atare procesele de rotaţie ale magnetizării ar putea fi descrise de o relaţie de forma

$$M = M_s(1 - b/H^2). \tag{XIV.8.3}$$

Originea termenului în H^{-1} este deci diferită de a termenului în H^{-2}.

Ne propunem să analizăm procesele de rotaţie a magnetizărilor şi să găsim expresia termenului b. Apoi vom discuta originea contribuţiei în H^{-1}.

XIV.8 1. Rotaţii ale magnetizării în cîmpuri intense

Din punct de vedere teoretic termenul b se poate analiza luînd în considerare procesele de rotaţii ale magnetizării în condiţiile în care sistemul este caracterizat prin prezenţa energiilor magnetocristaline şi respectiv magnetoelastice [65, 115]. Aceasta depinde deci de constantele de anizotropie cît şi de energia implicată în tensiunile interne. Holstein şi Primakoff [118] şi Néel [116] au evidenţiat că interacţiile între cristalite pot să modifice valoarea lui b.

Să considerăm un material policristalin, constituit din cristalite ale căror orientări sînt aleatorii, situat într-un cîmp magnetic suficient de intens pentru ca în orice punct magnetizarea să fie aproape de valoarea sa de saturaţie. În fiecare punct, magnetizarea este în echilibru sub acţiunea concomitentă a cîmpului extern, a energiei magnetocristaline şi respectiv magnetoelastice. Limitîndu-ne la regiunea apropierii de saturaţie, acestea sînt echivalente, cu acţiunea unui cîmp magnetic $\mathbf{H}_m$, de intensitate convenabilă, perpendicular la $\mathbf{H}$. Mărimea şi orientarea lui $\mathbf{H}_m$ se modifică de la un cristalit la altul. Să notăm prin $\boldsymbol{\alpha}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ cosinuşii directori ai magnetizării unui cristalit iar prin $\boldsymbol{\beta}(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ cosinuşii directori ai cîmpului extern. Energia liberă a unui cristalit are forma

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_a(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) - BM_s(\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3), \tag{XIV.8.4}$$

unde $\mathcal{F}_a$ este o funcţie ce înglobează energia de anizotropie magnetocristalină şi respectiv magnetoelastică. Pentru a determina direcţia α, la energia liberă $\mathcal{F}$ vom adăuga expresia $L(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)/2$, unde L este multiplicativul Lagrange [9]. Deci

$$G(\alpha) = \mathcal{F}(\alpha) + (1/2)L\sum_i \alpha_i^2. \qquad \text{(XIV.8.5)}$$

Direcţia α a magnetizării cît şi valoarea multiplicatorului Lagrange L pot fi determinate din condiţiile

$$\frac{\partial G(\alpha)}{\partial \alpha_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3); \ \sum_i \alpha_i^2 = 1. \qquad \text{(XIV.8.6)}$$

Să introducem următoarele notaţii

$$1/BM_s = \nu; \quad L/BM_s = \nu_L. \qquad \text{(XIV.8.7)}$$

Ţinînd seama de relaţia (XIV.8.6) avem

$$\nu(\partial\mathcal{F}_a/\partial\alpha_i) + \nu_L\alpha_i = \beta_i; \ \sum \alpha_i^2 = 1. \qquad \text{(XIV.8.8)}$$

Pentru cîmpuri magnetice intense ($\nu \to 0$) vom obţine $\alpha_i \simeq \beta_i$ şi $\nu_L \simeq 1$. Ca atare, vom putea dezvolta α_i în serie

$$\alpha_i = \beta_i + \nu A_i + \nu^2 B_i + \nu^3 C_i + \ldots \qquad \text{(XIV.8.9)}$$

$$\nu_L = 1 + \nu\nu_L^{(1)} + \nu^2\nu_L^{(2)} + \ldots$$

Relaţia $\sum_i \alpha_i^2 = 1$ se poate scrie

$$\sum_i \alpha_i^2 = \sum_i \beta_i^2 + 2\nu\sum_i \beta_i A_i + \nu^2(\sum_i A_i^2 + 2\sum_i \beta_i B_i) + 2\nu^3(\sum_i \beta_i C_i + \sum_i A_i B_i). \qquad \text{(XIV.8.10)}$$

Aceasta conduce la următoarele relaţii între coeficienţi

$$\sum_i A_i\beta_i = 0; \ \sum_i \beta_i B_i = -(1/2)\sum_i A_i^2; \ \sum_i C_i\beta_i = -\sum_i A_i B_i. \qquad \text{(XIV.8.11)}$$

Unghiul θ, definit de direcţiile α şi β, poate fi determinat din $\cos\theta = \sum_i \alpha_i\beta_i$. Ţinînd seama de relaţia (XIV.8.9) avem: $\cos\theta = 1 + \nu\sum_i \beta_i A_i + \nu^2\sum_i \beta_i B_i + \nu^3\sum_i \beta_i C_i$. Introducînd şi condiţiile (XIV.8.11), expresia lui $\cos\theta$ se scrie

$$\cos\theta = 1 - \frac{\nu^2}{2}\sum_i A_i^2 - \nu^3\sum_i A_i B_i. \qquad \text{(XIV.8.12)}$$

Relaţia de mai sus evidenţiază faptul că în cazul în care magnetizarea se face prin rotaţii, apropierea de saturaţie nu implică un termen în H^{-1}.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Coeficienții seriei (XIV.8.1) pot fi calculați, rezolvînd sistemul (XIV. 8.8). Pentru aceasta vom dezvolta funcția $\mathcal{F}(\alpha)$ în serie Taylor, în jurul valorilor β(α este apropiat ca valoare de β). Deci:

$$\mathcal{F}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \mathcal{F}(\beta_1, \beta_2, \beta_3) + \sum_i \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_i}\right)(\alpha_i - \beta_i) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \times$$

$$\times (\alpha_i - \beta_i)(\alpha_j - \beta_j). \qquad \text{(XIV.8.13)}$$

Să notăm

$$F_i = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_i}\right)_{\alpha_i = \beta_i}; \; F_{ij} = \left(\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial \alpha_i \, \partial \alpha_j)}\right)_{\alpha_i = \beta_i}.$$

În acest caz relația (XIV.8.8.) se scrie

$$\nu F_i + \nu^2 \sum_j F_{ij} A_j + (1 + \nu \, \nu_L^{(1)} + \nu^2 \nu_L^{(2)} + \ldots)(\beta_i + \nu A_i + \nu^2 B_i + \ldots) = \beta_i. \qquad \text{(XIV.8.14)}$$

Prin identificarea coeficienților avem:

$$F_i + \nu_L^{(1)} \beta_i + A_i = 0, \qquad \text{(a)}$$

$$\sum_j (F_{ij} A_j + \nu_L^{(2)} \beta_i + \nu_L^{(1)} A_i + B_i) = 0 \qquad \text{(b)} \qquad \text{(XIV.8.15)}$$

Din (XIV.8.15-a) și (XIV.8.11) se obține

$$\nu_L^{(1)} = - \sum_i F_i \beta_i \qquad \text{(XIV.8.16)}$$

și deci $A_i = - F_i + \beta_i \sum_j F_j \beta_j$,

iar

$$\sum_i A_i^2 = \sum_i F_i^2 - (\sum_i F_i \beta_i)^2 = \sum_i F_i^2 - (\nu_L^{(1)})^2. \qquad \text{(XIV.8.17)}$$

Aceasta definește primul termen al seriei (XIV.8.13). Al doilea poate fi obținut prin multiplicarea relației (XIV.8.15b) cu A_i

$$\sum_i A_i B_i = - \nu_L^{(1)} \sum_i A_i^2 - \sum_{i,j} A_i A_j F_{ij}, \qquad \text{(XIV.8.18)}$$

respectiv

$$\sum_i A_i B_i = - \nu_L^{(1)} [\sum_i F_i^2 - (\nu_L^{(1)})^2] - \sum_{i,j} (\beta_i \, \nu_L^{(1)} - F_i)(\beta_j \, \nu_L^{(1)} - F_j) F_{ij}. \qquad \text{(XIV.8.19)}$$

Prin ordonarea termenilor avem

$$\sum_i A_i B_i = - \sum_{i,j} F_i F_j F_{ij} - \nu_L^{(1)} [\sum_i F_i^2 + 2 \sum_{i,j} \beta_i F_j F_{ij}] - (\nu_L^{(1)})^2 \sum_{i,j} \beta_i \beta_j F_{ij} + (\nu^{(1)})^3. \qquad \text{(XIV.8.20)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să admitem pentru început că funcţia $F(\alpha)$ descrie energia de anizotropie. Vom considera un material cu simetrie cubică, în care energia de anizotropie este dată de termenul al doilea din relaţia (XII.2.13). Avem

$$F_i = -2K_i\beta_i^2,\ F_{ii} = -6K_1\beta_i^2,\ F_{ij} = 0 \text{ pentru } i \neq j. \text{ Astfel } \nu_L^{(1)} =$$

$$= 2K_1 \sum_i \beta_i^4,\ \sum_i F_i^2 = 4K_1^2 \sum_i \beta_i^6,\ \sum_{i,j} F_i F_j F_{ij} = \sum_i F_i^2 F_{ii} = -24K_1^2 \sum_i \beta_i^8;$$

$$2\sum_{i,j} F_j F_{ij}\beta_i = 24K_1^2 \sum_i \beta_i^6 \text{ şi } \sum_{i,j} \beta_i\beta_j F_{ij} = -6K_1 \sum_i \beta_i^4.$$

Vom nota

$$S_4 = \sum_i \beta_i^4;\ S_6 = \sum_i \beta_i^6;\ S_8 = \sum_i \beta_i^8. \qquad \text{(XIV.8.21)}$$

În acest caz relaţiile (XIV.8.17) şi (XIV.8.20) se pot scrie:

$$\sum_i A_i^2 = 4K_1(S_6 - S_4^2),$$

$$\sum A_i B_i = 8K_1^3(3S_8 - 7S_4S_8 + 4S_4^3). \qquad \text{(XIV.8.22)}$$

Becker şi Döring [9] au calculat valorile medii $\langle S_4^2\rangle = 4!/3\cdot 5\cdot 7$,

$$\langle S_6 S_4\rangle = \frac{23}{3\cdot 11},\ \langle S_4^3\rangle = \frac{3}{11}\left(1 + \frac{2}{5\cdot 7\cdot 13}\right) \text{ etc.}$$

Astfel în acord cu relaţia (XIV.8.12) avem

$$\cos\theta = 1 - (\nu K_1)^2 \frac{8}{105} - (\nu K_1)^3 \frac{8\cdot 24}{5\cdot 7\cdot 11\cdot 13} - \ldots \qquad \text{(XIV.8.23)}$$

Deoarece $\cos\theta = M/M_s$ iar $\nu = (HM_s\mu_0)^{-1}$ se obţine $M =$

$$= M_s\left(1 - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} - \ldots\right),$$

unde

$$b = \frac{8}{105}\cdot\frac{K_1^2}{\mu_0^2 M_s^2};\quad c = \frac{K_1^3}{\mu_0^3 M_s^2}\cdot 0{,}0384. \qquad \text{(XIV.8.24)}$$

În cazul cînd funcţia $\mathcal{F}(\alpha)$ este dată de energia magnetoelastică, printr-un calcul analog, rezultă $b' = (3/5)\cdot\lambda_s^2\langle\sigma_i^2\rangle/\mu_0^2 M_s^2$. Astfel dacă în sistem există o energie de anizotropie cît şi o energie magnetostatică termenul b are forma

$$b \simeq \left(\frac{8}{105}\cdot\frac{K_1^2}{\mu_0^2 M_s^2} + \frac{3}{5}\cdot\frac{\lambda_s^2\langle\sigma_i^2\rangle}{\mu_0^2 M_s^2}\right). \qquad \text{(XIV.8.25)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să analizăm modul în care rotațiile magnetizării sînt influențate *de interacțiile magnetice între cristalite* [74, 116, 119]. Aceste interacții se manifestă prin existența unui cîmp de demagnetizare intern, ce provine dintr-un potențial scalar V determinat de neuniformitatea magnetizării policristalului. Astfel $H_i = -\nabla V(\mathbf{r})$. Potențialul V satisface ecuația Poisson

$$\nabla^2 V(\mathbf{r}) = \nabla \mathbf{M} = M_s \sum_i \partial \alpha_i / \partial x_i. \qquad \text{(XIV.8.26)}$$

La energia liberă a sistemului (XIV.8.4) va trebui să adăugăm termenul ce descrie interacțiile magnetice și anume $\mu_0 M_s \nabla V(\mathbf{r})$. Astfel, relația (XIV.8.8) se scrie

$$\nu \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_i} + \nu_L \alpha_i + \frac{1}{H} \cdot \frac{\partial V}{\partial x_i} = \beta_i; \ \sum \alpha_i^2 = 1. \qquad \text{(XIV.8.27)}$$

De aici, similar cu (XIV.8.9) avem

$$\alpha_i = \beta_i - \nu \left[\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_i} + \mu_0 M_s \frac{\partial V}{\partial x_i} - \beta_i \sum_j \beta_i \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_j} + \mu_0 M_s \frac{\partial V}{\partial x_j} \right) \right]. \qquad \text{(XIV.8.28)}$$

Dacă cîmpul extern este orientat după axa oz ($\beta_3 = 1$, $\beta_1 = \beta_2 = 0$) relația (XIV.8.26) poate fi scrisă

$$\nabla^2 V(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\mu_0 H} \left[\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial x \partial \alpha_1} + \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial y \partial \alpha_2} \right] - \frac{M_s}{H} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right), \qquad \text{(XIV.8.29)}$$

respectiv

$$\left(1 + \frac{M_s}{H}\right) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{1}{\mu_0 H} \left(\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial x \partial \alpha_1} + \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial y \partial \alpha_1} \right). \qquad \text{(XIV.8.30)}$$

Unghiurile α și β (ale proiecțiilor magnetizării M_s pe planele xoz și yoz) sînt mici. Condițiile de echilibru ale magnetizărilor conduc la:

$$\alpha_1 = \frac{1}{H} \left(\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_1} - \frac{\partial V}{\partial x} \right); \ \alpha_2 = \frac{1}{H} \left(\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_2} - \frac{\partial V}{\partial y} \right). \qquad \text{(XIV.8.31)}$$

Magnetizarea macroscopică M este dată de valoarea medie a magnetizării după axa Oz. Avem deci

$$M = M_s (1 - \langle \alpha_1^2 + \alpha_2^2 \rangle / 2). \qquad \text{(XIV.8.32)}$$

Valorile α_1 și α_2 pot fi obținute din relația (XIV.8.28) și astfel

$$M = M_s \left[1 - \frac{1}{2 \mu_0^2 H^2 M_s^2} \left(\left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_1} + \mu_0 M_s \frac{\partial V}{\partial x} \right\rangle^2 + \left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \alpha_2} + \mu_0 M_s \frac{\partial V}{\partial y} \right\rangle^2 \right) \right]. \qquad \text{(XIV.8.33)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Energia $\mathcal{F}$ poate fi dezvoltată în serie Fourier

$$\partial\mathcal{F}/\partial\alpha_i = \sum t_i(\mathbf{p}) \exp(i\mathbf{pr}). \qquad \text{(XIV.8.34)}$$

Coeficienții t_i sînt mărimi complexe. Ținînd seama că termenul $\partial\mathcal{F}/\partial\alpha_i$ este real, avem $t_i^*(\mathbf{p}) = t_i(-\mathbf{p})$. Împărțind materialul în volume mici, coeficienții $t_i(\mathbf{p})$ pot să difere; de interes sînt însă valorile probabile ale acestora pentru o dezvoltare particulară. Policristalul este în medie izotrop, și deci legea de probabilitate ce determină valorile $t_i(\mathbf{p})$ depinde doar de parametrul $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$, deoarece dezvoltarea trebuie să aibă aceeași formă pentru o rotație oarecare a axelor. Valoarea medie $\langle t_i(\mathbf{p})\, t_i^*(\mathbf{p})\rangle$ este o funcție pozitivă de p. În configurația de cîmpuri menționată, coeficienții $t_i(\mathbf{p})$ satisfac relațiile

$$\langle t_i(\mathbf{p})\rangle = \langle t_i(\mathbf{p}')\rangle = 0\,;\ \langle t_i(\mathbf{p})t_i^*(\mathbf{p})\rangle = \langle t_i^*(\mathbf{p}')t_i(\mathbf{p}')\rangle = t_i^2(\mathbf{p}),\ \langle t_i(\mathbf{p})\rangle^2 = t_i^2(\mathbf{p}). \qquad \text{(XIV.8.35)}$$

Deoarece funcțiile $t_i(\mathbf{p})$ și $t_j(\mathbf{p}')$ sînt independente, avem:

$$\langle t_i(\mathbf{p})\ t_j(\mathbf{p}')\rangle = 0\,;\ \langle t_i^*(\mathbf{p})t_j(\mathbf{p}')\rangle = 0 \qquad \text{(XIV.8.36)}$$

Ținînd seama de (XIV.8.34) se obține

$$\frac{\partial^2\mathcal{F}}{\partial x\partial\alpha_1} + \frac{\partial^2\mathcal{F}}{\partial y\partial\alpha_2} = \sum [p_x t_i(\mathbf{p}) + p_y t_i(\mathbf{p}')] \exp(i\mathbf{pr}). \qquad \text{(XIV.8.37)}$$

Ecuația (XIV.8.30) este satisfăcută de un potențial de forma

$$V = \sum V_{\mathbf{p}} \exp\ (i\mathbf{pr}),$$

unde coeficienții V_p sînt dați de

$$V_p = -\,i\,\frac{b[p_x t_i(\mathbf{p}) + p_y t_i(\mathbf{p}')]}{b(p_x^2 + p_y^2) + p^2} \quad \text{cu } b = M_s/M. \qquad \text{(XIV.8.38)}$$

În calculul valorilor $\langle \alpha_1^2 + \alpha_2^2\rangle$ numărul de termeni implicați este foarte mare, astfel că putem să înlocuim suma printr-o integrală. Notînd $p_x = p \sin\varphi\cos\theta$, $p_y = p\sin\varphi \sin\theta$ și $p_z = p\cos\varphi$, vom putea separa variabilele, astfel că prin integrare avem

$$M = M_s[1 - (1/2p) \sum_p \langle t_i(\mathbf{p})\rangle^2 G(b)], \qquad \text{(XIV.8.39)}$$

unde

$$G(b) = \int_0^{\pi/2} \left[1 + \frac{1}{(1 + b\sin^2\varphi)^2}\right] \sin\varphi\ d\varphi = 1 + \frac{1}{2(b+1)} +$$

$$+ \frac{1}{2(b+1)^2}\sqrt{\frac{b+1}{b}}\ \text{arc tg}\ \sqrt{\frac{b}{b+1}}. \qquad \text{(XIV.8.40)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În cazul în care energia $\mathcal{F}$ ia în considerare numai contribuţia anizotropiei avem $\langle t_i(\mathbf{p})\rangle^2 = (8/105)\cdot(K_1/\mu_0 M_s^2 H^2)$, iar dacă aceasta reflectă tensiunile interne din material apare şi termenul $(3/5)\cdot(\lambda_s^2\langle\sigma_i^2\rangle/\mu_0 M_s^2)$. Deci

$$b_i = \left(\frac{8}{105}\cdot\frac{K^2}{\mu_0 M_s^2} + \frac{3}{5}\cdot\frac{\lambda_s^2\langle\sigma_i^2\rangle}{\mu_0 M_s^2}\right)\cdot\frac{G(b)}{2}. \qquad \text{(XIV.8.41)}$$

Calculul numeric al lui $G(b)/2$ conduce la valorile:

b^{-1}	0	0,022	0,050	0,116	0,276
$G/2$	0,500	0,506	0,513	0,531	0,576

Datele de mai sus evidenţiază că, pentru valorile H obişnuite, b_i variază destul de puţin astfel că apropierea de saturaţie poate fi descrisă într-o primă aproximaţie prin o lege în H^{-2}. Coeficientul acestui termen este de două ori mai mic ca acela cînd neglijăm interacţiile între cristalite. Analizînd cazul nichelului, Néel [116] obţine o concordanţă bună cu datele experimentale.

Holstein şi Primakoff [118] în analiza apropierii magnetizării de valoarea de saturaţie au considerat de asemenea influenţa cîmpurilor interne. Se presupune că axele cristalografice sînt orientate în mod aleator iar pe de altă parte se consideră o formă neregulată a cristalitelor. Se obţine

$$M = M_s(1 - c' M_s^2/H^2), \qquad \text{(XIV.8.42)}$$

unde c' este o funcţie ce variază puţin cu cîmpul.

Pentru $H \gg M_s$ avem $c' = c$, în timp ce pentru $H \ll M_s$, $c' = c/2$.

XIV.8 2. Originea termenului în H^{-1}

Coeficientul a din relaţia (XIV.8.1) a fost denumit *duritate magnetică* [112]. Prezenţa termenului de forma a/H a putut fi justificată numai în unele cazuri particulare şi anume în prezenţa cavităţilor şi incluziunilor nemagnetice [120] sau a dislocaţiilor reţelei cristaline [121, 122]. În această situaţie, un mecanism clasic de magnetizare nu poate justifica forma acestui termen. Coeficientul a este în general mic. În fier [112, 123] valorile a sînt cuprinse între $(2{,}5 \div 8)$ în timp ce în nichel [112, 113] între 0,3 şi 20. Valorile coeficientului a depind de conţinutul de impurităţi. Acesta este cu atît mai mic cu cît substanţa este mai pură sau mai bine tratată termic.

Néel [120] a studiat magnetizarea unor probe din fier poros, cu diferite densităţi ρ, obţinute prin sinterizare. Unele curbe de magnetizare sînt redate în figura XIV.44. Valorile magnetizării în funcţie de H^{-1} urmează o relaţie liniară între $1{,}6\cdot 10^5$A/m şi $10\cdot 10^5$A/m. Coeficienţii a depind de gradul de compactizare şi anume între $a \simeq 47$ pentru $\rho = 7{,}199\cdot 10^3$kg/m^3 şi $a = 280$ pentru $\rho = 4{,}92\cdot 10^3$kg/m^3.

Să considerăm o probă sferică de volum v în interiorul căreia magnetizarea spontană M_s variază în mod neregulat. Vom presupune că proba, în medie, este izotropă și că lungimea de undă a neregularităților este mică. Vom împărți proba în cuburi cu laturile L, mici față de dimensiunea cristalului. Valoarea magnetizării unui cub este M_m. Magnetizarea materialului „efectiv", ca urmare a sumării magnetizării tuturor cuburilor, este dată de

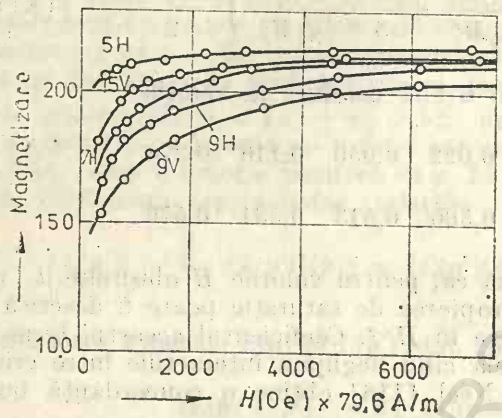


Fig. XIV.44. — Curbe de magnetizare pentru probe de fier, sinterizate, de diferite densități. Se păstrează notația probelor dată de Néel.

$$M_s = M_m + \sum m_p \exp(\mathrm{i}\mathbf{pr}). \qquad \text{(XIV.8.43)}$$

Coeficienții m_p, au valori complexe și sînt definiți prin integrala

$$m_p = \frac{1}{v}\int_v (M_s - M_m)\exp(-\mathrm{i}\,\mathbf{p}\,\mathbf{r})\mathrm{d}v. \qquad \text{(XIV.8.44)}$$

Deoarece M_s este o mărime reală $m_{-p} = m_p^*$. Similar cu analiza făcută în paragraful precedent, se poate arăta că funcția de probabilitate, ce determină pe m, depinde numai de mărimea $\mathbf{p}$.

Apropierea de saturație este descrisă de funcția S ce reprezintă diferența între pătratul magnetizării spontane și pătratul valorii sale medii

$$\langle M_s^2\rangle = \langle M_m^2\rangle + S. \qquad \text{(XIV.8.45)}$$

Pentru a calcula $\langle M_s^2\rangle$ vom ridica la pătrat relația (XIV.8.43) apoi vom efectua medierea față de direcțiile axelor de coordonate cît și față de toate pozițiile posibile pe care le poate avea elementul de volum considerat. Se obține

$$\langle M_s^2\rangle = M_m^2 + \sum m_p^2. \qquad \text{(XIV.8.46)}$$

Făcînd o schimbare de coordonată, similară cu cea din paragraful precedent, și înlocuind suma printr-o integrală, avem

$$S = \sum m_p^2 = \int_0^\infty p^2 m_p^2 \mathrm{d}p. \qquad \text{(XIV.8.47)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Vom presupune că variațiile magnetizării, în raport cu valoarea medie M_m sînt întotdeauna mici. Proiecțiile magnetizării pe axele de coordonate sînt date de

$$M_x = \alpha_1 M_m; \quad M_y = \alpha_2 M_m; \quad M_z = M_m + \sum m_p \exp(ipr). \qquad \text{(XIV.8.48)}$$

Magnetizarea spontană este în echilibru sub acțiunea energiilor cîmpurilor magnetice, ale anizotropiei magnetocristaline cît și ale interacțiilor de schimb. O analiză de detaliu a diferitelor contribuții [120] evidențiază că este suficient a considera doar acțiunea cîmpului magnetic total (extern și de demagnetizare). Cîmpul de demagnetizare derivă dintr-un potențial magnetic scalar

$$\alpha_1 H = -\partial V_m/\partial x; \quad \alpha_2 H = -\partial V_m/\partial y. \qquad \text{(XIV.8.49)}$$

Potențialul magnetic scalar care satisface ecuația Poisson are forma (XIV.8.38), unde coeficienții V_p sînt dați de relația

$$V_p = \frac{i p_z}{p_z^2 + a(p_x^2 + p_y^2)} m_p, \qquad \text{(XIV.8.50)}$$

iar $a = 1 + M_m/H$.

Folosind expresia potențialului V_m astfel determinat, din relația (XIV. 8.49) se pot obține cosinușii directori α_1 și α_2 și respectiv magnetizarea spontană dată de (XIV.8.32). În final avem [120]

$$M = M_m \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\langle M_m^2 \rangle - M_m^2}{M_m^2} - 1)^2 R \right], \qquad \text{(XIV.8.51)}$$

unde $R = [(2a + 1)/2a(a-1)^2] \cdot (\text{arc tg}\,\varepsilon)/\varepsilon - 3/[2(a-1)^2]$ cu $\varepsilon = \sqrt{(a-1)/a}$.

Néel [120] folosește relația (XIV.8.51) în analiza comportării magnetice a unor probe de fier spongios, care conțin un număr mare de cavități. Să notăm prin v_c volumul relativ ocupat de cavități, iar M_0 magnetizarea spontană a fierului masiv. Prin definiție avem

$$M_m = (1 - v_p) M_0; \quad \langle M_m^2 \rangle = (1 - v_p) M_0^2. \qquad \text{(XIV.8.52)}$$

Introducînd aceste relații în expresia (XIV.8.51), avem

$$M = M_m [1 - [v_p/2(1 - v_p)] (a - 1)^2 R]. \qquad \text{(XIV.8.53)}$$

Pentru a verifica această expresie, Néel a reprezentat pentru probele din figura XIV.45 mărimile $[(M_0 - M)/M_0] \cdot [2(1 - v_p)/v_p]$ în funcție de $(M_0/H)(1 - v_p)$. Concordanța între valorile calculate și respectiv datele experimentale este bună. În regiunea cu $a = 1{,}4$ pînă la $a = 5$, care corespund la aliaje dense, și cîmpuri externe situate între $4 \cdot 10^6$ A/m și $4 \cdot 10^7$ A/m legea ce descrie apropierea de saturație este în H^{-1}. Dependența de forma H^{-2} poate fi evidențiată pentru $H > 8 \cdot 10^7$ A/m. În cîmpuri mai mici de $8 \cdot 10^4$ A/m există o abatere sistematică a punctelor experimentale de la prezicerile modelului. Aceasta se datorește prezenței energiei magnetocristaline, ce a fost neglijată în dezvoltarea modelului.

Brown [121, 122] a arătat că la termenul H^{-1} pot contribui efectele dislocaţiilor. În sprijinul acestui model stau rezultatele măsurătorilor efectuate asupra nichelului la solicitări de torsiune plastică [124]. Coeficientul a creşte cu gradul de solicitare, plastică. Curgerea plastică este explicată prin propagarea „liniilor" de dislocaţii prin reţea.

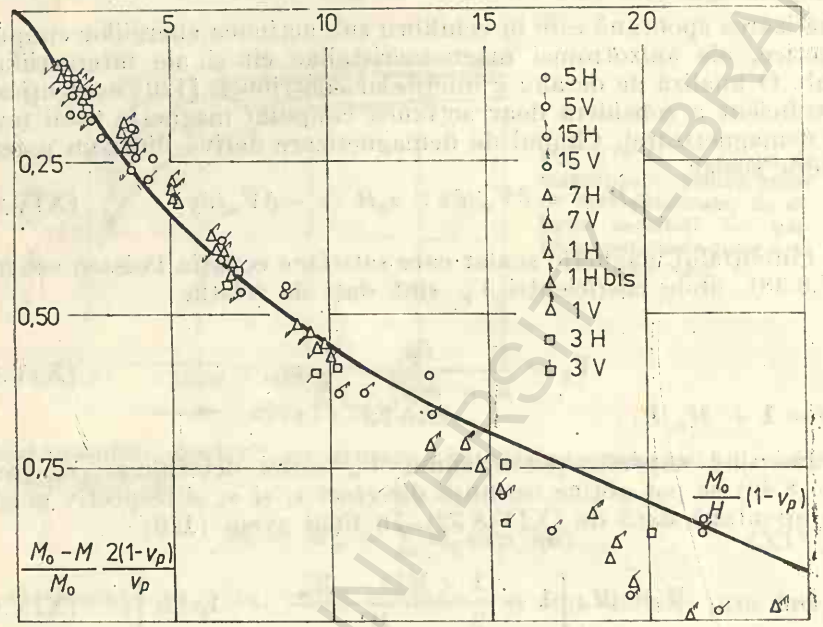


Fig. XIV.45. — Comparaţie între valorile calculate (linie plină) şi punctele experimentale, în modelul Néel al cavităţilor.

Originea termenului în H^{-1} a fost analizată experimental de Parfenov şi Voroshilov [125]. Măsurătorile efectuate arată că coeficienţii a şi b din relaţia (XIV.8.1) variază în mod similar cu creşterea tensiunilor interne în material. Magnetizarea prezintă o dependenţă liniară de p/H [125, 126]. Grady [127] efectuează un calcul care sugerează că tensiunea internă reziduală contribuie semnificativ la acest termen. Astfel se conchide că contribuţia termenului în a/H a fost supraestimată. Se obţine o expresie de forma

$$\frac{\mathrm{d}M/M_s}{\mathrm{d}p/H} = -\gamma \frac{B}{\mu M_s} p_r, \qquad \text{(XIV.8.54)}$$

unde p este presiunea hidrostatică, p_r — porozitatea, B — reflectă contribuţia energiei magnetoelastice iar γ un coeficient. O asemenea relaţie a fost observată experimental.

XIV.8.3. Metode de calcul a curbelor de magnetizare şi a curbelor de histereză

Am analizat în cele de mai sus expresiile energiei magnetice asociate cu structurile de domeniu. Aceasta permite calculul curbelor de magnetizare şi a ciclurilor de histereză magnetică pentru corpuri feromagnetice nedeformate. Soluţia problemei poate fi găsită considerînd atît rotaţiile magnetizărilor cît şi deplasările pereţilor acestora. Ginzburg [131] a

calculat curbele de histereză plecînd de la suma energiilor implicate în procesele de magnetizare a corpurilor policristaline supuse atît la tensiuni cît și la compresiuni. Curbele de magnetizare constau din: (1) o porțiune inițială cînd magnetizarea se datorește deplasărilor reversibile de pereți și rotații; (2) o porțiune în care magnetizarea se datorește deplasărilor de pereți, reversibile cît și ireversivile și respectiv rotației ireversibile a magnetizării și (3) o porțiune în care magnetizarea se datorește rotațiilor reversibile ale magnetizărilor domeniilor.

XIV.9. Comportarea materialelor magnetice la acțiunea unor cicluri de histereză succesive, asimetrice

Acțiunea cîmpului magnetic asupra materialelor ordonate magnetic se reflectă în curba de primă magnetizare și respectiv ciclul de histereză. Din punct de vedere tehnologic, cunoașterea acestora pentru evaluarea proprietăților materialelor, în majoritatea cazurilor este suficientă. Un studiu de detaliu evidențiază însă existența unor fenomene considerate adesea, în mod nefondat, ca secundare. Astfel, magnetizarea depinde de timp, de numărul ciclurilor de histereză pe care le descrie, de tensiunile mecanice etc. În cele ce urmează vom analiza o manifestare a fenomenului de histereză feromagnetic cunoscut sub denumirea de *reptația ciclurilor cîmpului*. Ewing [132] a observat, încă în 1885, că ciclurile succesive, asimetrice în raport cu $H = 0$, nu se suprapun și se deplasează lent spre regiunea în care magnetizarea crește (fig. XIV. 46a). Bouasse și Berthier [133] evidențiază un fenomen analog în cazul materialelor supuse la cicluri de torsiune și îi dă acestui fenomen numele de *reptație*. Diferite aspecte ale reptației au fost studiate de Lliboutry [134], Barbier [135] și Van Dong [136].

Néel [137] a propus o interpretare teoretică a fenomenelor de reptație. Într-un material cu structură de domeniu complexă, există numeroase configurații posibile ce au energii apropiate. Se presupune că aceleeași magnetizări microscopice M, îi pot corespunde mai multe distribuții ale domeniilor elementare. Ca atare se admite că configurația microscopică a probei poate să se modifice parțial și în mod aleatoriu de la un ciclu la altul. Rezultă astfel, pentru fiecare ciclu, noi valori ale interacțiilor între domenii și deci cîmpuri de dispersie, în material. Unele elemente ale probei vor avea o magnetizare ce crește, în mod ireversibil, atunci cînd situația locală este favorizată Această creștere poate fi descompusă în două componente din care una se păstrează, în timp ce a doua va fi anulată pe parcursul ciclurilor ulterioare.

Néel [137] descrie reptația ciclurilor, considerînd acțiunea unui cîmp magnetic mic aleator ce se suprapune peste cîmpul extern H. Acest cîmp reprezintă partea fluctuantă a interacțiilor între domeniile elementare. Într-un punct dat al materialului acesta păstrează aceeași valoare atît timp cît cîmpul aplicat rămîne constant. În caz contrar, acesta fluctuează în spațiu, în mod aleator, și se caracterizează printr-o valoare medie nulă și o valoare medie pătratică h_r^2 finită. Să notăm prin δH_m valoarea acestui cîmp, într-un punct dat al probei, la aplicarea pentru a m-a oară a lui H_A. În acest punct se va observa o creștere a magnetizării δM_m. Acesta este rezultatul contribuțiilor a doi termeni: (a) un termen reversibil $\chi_{rev}\delta H_m$ și (b) o componentă ireversibilă, care corespunde cu cea mai mare valoare a cîmpului aleator, ce a fost atinsă, în trecut, în acel punct. Să notăm

prin δH_m această valoare maximă ($m \leqslant n$). Deoarece cîmpul extern descrie cicluri între H_A și H_B în punctul A va persista un termen ireversibil $\chi_{AB}\delta H_m$.

Structura de domenii a unui material feromagnetic obișnuit este extrem de complexă. Pentru un eșantion se poate măsura media spațială a cantității $\chi_{rev}\delta H_n + \chi_{AB}\delta H_m$. Prin ipoteză $\langle \delta H_n \rangle$ este nul. În schimb $\langle \delta H_m \rangle$ este o funcție de n, crescătoare și pozitivă, deoarece la fiecare ciclu, se poate spera să se obțină într-un punct oarecare, o valoare a cîmpului aleator, superioară celor obținute în trecut. Valoarea $\langle \delta H_m^2 \rangle$ la a n-a aplicare a lui H_A se poate exprima în funcție de valoarea medie h_r^2 a cîmpului aleator, în forma $\langle \delta H_m \rangle = \chi_n h_r$, unde χ_n este un factor numeric a cărui variație cu n depinde de legea de probabilitate caracteristică cîmpului aleator. Valoarea lui χ_1 este întotdeauna nulă deoarece $n = 1$ corespunde la prima aplicare a lui H_A fără revenirea la o valoare H_B a cîmpului. Ca atare este mai comod de a exprima pe χ_n în funcție de $(n-1)$. Néel [137] a calculat valorile χ_n în cazul unei distribuții de tip Gauss. Unele valori sînt redate mai jos:

$(n-1)$	0	1	2	3	4
χ_n	0	0,5642	0,8463	1,0293	1,1629

Atunci cînd n este mare χ_n crește după o lege în $(\ln n)^{1/2}$.

Variațiile ireversibile ale magnetizării datorită trenajului prin fluctuații termice (vezi capitolul XVII) se suprapun peste creșterile magnetizării datorită reptației. Pentru a măsura cu precizie reptația trebuie să separăm efectele dependente de timp de acelea legate de numărul de cicluri. Această separare este posibilă [138] în cazul în care se folosește o metodă indirectă, care constă în a măsura susceptivitatea diferențială ireversibilă la extremitatea superioară a ciclurilor (fig. XVI.46b). După n acțiuni succesive ale cîmpului H_A se măsoară magnetizarea în punctul A. Se aplică apoi un cîmp adițional δH care se suprimă și se măsoară valoarea magnetizării M'. Creșterea magnetizării ireversibile ($\delta M_{n-1} = M' - M$) reflectă competiția cîmpurilor aleatoare datorate atît trenajului cît și reptației. Schematic această secvență este reprezentată în figura XIV.46b. Dacă unul din cele două cîmpuri aleatoare este superior celuilalt (este suficient printr-un factor doi) acesta „inhibă" complet acțiunea celui mai mic [138]. Dacă cîmpul de trenaj și respectiv de reptație au același ordin de mărime, sau dacă nu s-a aplicat un cîmp adițional superior celui implicat de constanta de trenaj S, nu se poate obține riguros valoarea δM_{n-1}.

Porteseil și Vergne [139] au studiat originea fizică a fenomenului de reptație în probe policristaline. Pe parcursul ciclurilor, reptația unghiulară a vectorilor de polarizare se modifică și se adaptează progresiv la la un anumit proces de magnetizare. O astfel de reorganizare nu este posibilă decît pentru probe ce au mai multe axe de ușoară magnetizare. Fenomenul de reptație nu se manifestă într-un material cu simetrie uniaxială. Reptația apare dacă sînt realizate condițiile: (a) prezența unor cuplaje în structura de domenii, (b) sistemul magnetic are numeroase configurații de energii apropiate și (c) poate trece în mod aleator de la una la alta. Studiile întreprinse [140] evidențiază că în monocristale ce au o structură de domenii simplă nu se observă fenomene de reptație. Reptația dispare în cazul cînd amplitudinea ciclurilor devine prea mică pentru a putea modifica reptația domeniilor elementare.

Fenomenul de reptaţie relevă o evoluţie progresivă a materialului spre o stare din ce în ce mai ordonată. De interes se relevă limita acestei evoluţii. Se pare că o bună aproximaţie ar fi starea de magnetizare anhisteretică obţinută prin suprapunerea peste cîmpul principal H_A a unui cîmp aleator a cărui amplitudine iniţială mare, descreşte lent spre zero.

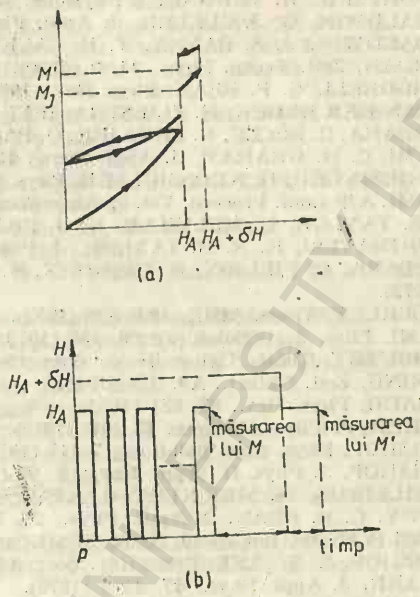


Fig. XIV.46. — Reptaţia ciclurilor cîmpurilor asimetrice şi metoda de separare a trenajului de reptaţie (a). Punctat s-a reprezentat creşterea ireversibilă a magnetizării datorită trenajului prin fluctuaţii. Secvenţă de aplicare a cîmpurilor principale şi adiţionale (b).

Fiecare regiune a materialului este astfel supusă la toate valorile posibile ale cîmpului magnetic şi capătă magnetizarea ireversibilă maximă compatibilă cu cîmpul H_A. Experimental s-a observat [134] că reptaţia dispare atunci cînd proba este în stare anhisteretică. Dacă admitem o comportare asimptotică în $(\ln n)^{1/2}$, se apreciază [140] că ar fi necesar cel puţin 10^{22} cicluri pentru a atinge această limită. Ca atare experimental se pot studia numai primele stadii ale reorganizării materialului.

BIBLIOGRAFIE

1. R. G. PIETY, Phys. Rev., **50**, 1173 (1936).
2. H. BARKHAUSEN, Physik Zeit., **20**, 401 (1919).
3. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **51**, 241, 265 (1944).
4. K. HONDA, S. KAYA, Sci. Repts,, Tohoku Univ., **15**, 721, 756 (1926); S. KAYA, Sci. Repts. Tohoku Univ., **17**, 639 (1928).
5. S. KAYA, Zeit. Phys., **84**, 705 (1933).
6. C. J. GORTER, Nature, **132**, 517 (1935).
7. N. S. AKULOV, Zeit. Phys., **69**, 78 (1931).
8. J. G. SIZOO, Zeit. Phys., **56**, 649 (1929).
9. R. BECKER, W. DÖRING, Ferromagnetismus, Berlin, Springer, 1939.
10. W. L. WEBSTER, Proc. Roy. Soc. London, **107**, 496 (1925).
11. H. LAWTON, K. H. STEWART, Proced. Phys. Soc. (London), **A193**, 72 (1948).
12. LORD RAYLEIGH, Phil. Mag., **23**, 225 (1887).
13. W. B. ELLWOOD, Physica, **6**, 295 (1935).
14. F. PREISACH, Zeit. Phys., **94**, 277 (1935).
15. E. KONDORSKY, J. Phys. (USSR), **6**, 93 (1942).
16. L. NÉEL, Cah. Physique., **12**, 1 (1942); **13**, 1 (1943).
17. A. KOLLER, E. PFRENFER, K. STIERSTADT, J. Appl. Phys., **39**, 869 (1968).
18. P. WEISS, J. DE FREUNDENREICH, Arch. Sci. Nat. Genève, **42**, 449 (1961).
19. M. KERSTEN, Zeit. Phys., **9**, 860 (1938).
20. J. A. BALDWIN, J. Appl. Phys., **42**, 1063 (1971).

21. T. EGAMI, Phys. Stat. Solidi (a), **19**, 747 (1973).
22. H. R. HILZINGER, H. KRONMÜLLER, J. Magn. Magn. Mat., **2**, 11 (1975).
23. J. L. PORTESEIL, Phys. Stat. Solidi (a), **51**, 107 (1979).
24. J. L. PORTESEIL, R. VERGNE, J. C. COTTILLARD, J. Physique, **38**, 1541 (1977).
25. G. BONNET, J. Phys., **28**, 919 (1967).
26. W. HAMPE, H. BILGER, Zeit. angew. Phys., **15**, 391 (1963).
27. J. L. PORTSEIL, R. VERGNE, J. Physique, **37**, 929 (1979).
28. J. A. BALDWIN, G. J. CULLER, J. Appl. Phys., **40**, 2828 (1979).
29. J. A. BALDWIN, J. S. BAYNE, T. R. CALKINS, J. Appl. Phys., **42**, 1069 (1971).
30. H. JORDAN, Zeit. Techn. Phys., **11**, 2 (1930).
31. D. S. RODBELL, C. P. BEAN, Phys. Rev., **103**, 886 (1956).
32. J. J. VAN DER BROEK, H. ZIJLSTRA, IEEE Trans. Magn., **7**, 226 (1971).
33. B. BARBARA, C. BÈCLE, R. LEMAIRE, D. PACCARD, J. Physique, **32**, C1-299 (1971).
34. T. EGAMI, C. D. GRAHAM, J. Appl. Phys., **42**, 1299 (1971).
35. H. R. HILZINGER, H. KRONMÜLLER, Phys. Stat. Solidi (b), **59**, 71 (1973).
36. T. EGAMI, AIP Conf. Proceed, Vol. 5, *Magnetism and Magnetic Materials*, 1971, p. 1457.
37. K. N. R. TAYLOR, D. MELVILLE, G. J. PRIMAVESI, J. Phys., **F2**, 584 (1972).
38. G. J. PRIMAVESI, K. N. R. TAYLOR, J. Phys., **F2**, 761 (1972).
39. B. BARBARA, G. FILLION, D. GIGNOUX, R. LEMAIRE, Solid State Commun., **10**, 1149 (1972).
40. W. SHOCKLEY, Trans. AIME, **194**, 829 (1952).
41. T. EGAMI, Phys. Stat. Solidi (a), **20**, 157 (1973).
42. L. LLIBOUTRY, Thèse, Universitè de Grenoble, 1950.
43. W. DÖRING, Zeit. Naturf., **A3**, 373 (1948).
44. G. T. RADO, Phys. Rev., **83**, 821 (1951).
45. R. BECKER, J. Phys. Radium., **12**, 332 (1952).
46. J. E. BISHOP, Phys. Stat. Solidi (a), **7** 117 (1973).
47. J. E. BISHOP, J. Phys. D : Appl. Phys., **6**, 97 (1973).
48. H. J. WILLIAMS, W. SHOCKLEY, C. KITTEL, Phys. Rev., **80**, 1090 (1950).
49. R. H. PRY, C. B. BEAN, J. Appl. Phys., **29**, 532 (1958).
50. K. M. POLIVANOV, Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz., **16**, 449 (1952).
51. J. E. BISHOP, E. W. LEE, Proc. Roy. Soc., **A276**, 96 (1963).
52. W. J. CARR, J. Appl. Phys., **47**, 4176 (1976).
53. J. E. BISHOP, J. Appl. Phys., **48**, 5377 (1977).
54. W. J. CARR, J. Appl. Phys., **48**, 5379 (1977).
55. J. E. BISHOP, J. Phys. D : Appl. Phys., **10**, L67 (1977).
56. B. N. FILIPPOV, S. V. ZHAKOV, FMM, **39**, 705 (1975).
57. J. E. BISHOP, J. Magn. Mat., **10**, 75 (1979).
58. R. M. BOZORTH, Phys. Rev., **34**, 772 (1929).
59. R. M. BOZORTH, J. DILLINGER, Phys. Rev., **35**, 733 (1930).
60. R. S. TEBBLE, I. C. SKIDMORE, W. D. CORNER, Proc. Phys. Soc., **A63**, 739 (1950).
61. E. KNELLER, Ferromagnetismus, Springer, Verlag, Berlin, 1962.
62. A. HERPIN, *Theorie du Magnetisme*, Bibliotèque des Sciènces et Techniques Nucléaire, Paris, 1968.
63. M. KERSTEN, Zeit. Phys., **71**, 553 (1931).
64. R. BECKER, M. KERSTEN, Zeit. Phys., **64**, 660 (1930).
65. E. BECKER, H. POLLEY, Ann. Phys. (Leipzig), **37**, 534 (1940).
66. C. GUILLAUD, J. Phys. Radium., **12**, 492 (1951).
67. C. GUILLAUD, R. BERTRAND, J. Recherches CNRS, **8**, 1 (1949).
68. C. GUIILLAUD, J. Phys. Rad., **8**, 34S (1947).
69. M. KERSTEN, Zeit. Techn. Phys., **12**, 665 (1931).
70. B. N. BROCKHOUSE, Canad J. Phys., **31**, 339 (1953).
71. L. LLIBOUTRY, J. Phys. Radium, **12**, 482 (1951).
72. R. BECKER, Zeit. Phys., **62**, 253 (1930).
73. N. AKULOV, Zeit. Phys., **81**, 790 (1935).
74. N. KERSTEN, Zeit. Phys., **44**, 63 (1943).
75. M. KERSTEN, *Gruhalagen einer Theorie des Ferromagnetischen Hysterese und der Koercitivkaft*, Hirzel, Leipzig, 1943.
76. E. KONDORSKI, Physik, Z. Sow., **11**, 597 (1937).
77. L. NÉEL, Ann. Univ. Grenoble, **22**, 299 (1946).
78. L. NÉEL, Cahiers de Physique, **25**, 21 (1944).
79. L. NÉEL, C. R. Acad. Sci. Paris, **224**, 1550 (1947).
80. L. WEIL, J. Phys. Radium. **12**, 437 (1951).
81. C. GUILLAUD, R. VAUTIER, *Colloque National de Magnetism Strasbourg*, Edition CNRS, p. 25, 1957.

82. K. HOSELITZ, Research, **3**, 77 (1950).
83. H. KRÖNMÜLLER, H. R. HILZINGER, Int. J. Magnetism, **5**, 27 (1973).
84. M. TRÄUBLE, *Moderne Problem der Metallphysik*, vol. II, Ed. A. Seeger, Springer Verlag, 1966.
85. G. RUDER, Zeit. angew. Math. Mech., **40**, 123 (1960).
86. K. H. PFEFFER, Phys. Stat. Solidi., **19**, 735 (1967); **20**, 395 (1967); **21**, 835 (1967): **21**, 857 (1967).
87. K. SCHRÖDER, Phys. Stat. Solidi, **33**, 819 (1969).
88. H. R. HELZINGER, H. KRÖNMÜLLER, Appl. Phys. **15**, 232 (1974).
89. A. I. MITSEK, S. S. SEMIANNIKOV, Sov. Phys. Sol. State Phys., **11**, 899 (1969).
90. H. R. HELZINGER, H. KRÖNMÜLLER, Phys. Lett., **A51**, 59 (1975).
91. H. KRÖNMÜLLER, Zeit. angew. Phys., **30**, 9 (1970).
92. M. KERSTEN, Zeit. angew. Phys., **8**, 313 (1956); **8**, 382 (1956); **8**, 496 (1956).
93. H. D. DIETZE, Zeit. Phys., **149**, 276 (1957).
94. H. D. DIETZE, Phys. Kond. Mat., **2**, 117 (1964).
95. P. HAASEN, Nach. Akad. Wis. Göttingen, Math. Phys. Kl, **6**, 107 (1970).
96. H. MARKERT, Zeit. Naturf., **29a**, 457 (1974).
97. H. R. HELZINGER, Phys. Stat. Solidi (a), **38**, 487 (1976).
98. P. HAASEN, Mater. Sci. Eng., **9**, 191 (1972).
99. R. LABUSCH, Phys. Stat. Solidi, **41**, 659 (1970); Acta Metall., **20**, 917 (1972); Crystal Lattice Deffects, **1**, 1 (1969).
100. H. G. BRION, E. NEMBACH, Phys. Stat. Solidi (a), **26**, 599 (1974).
101. T. EGAMI, C. D. GRAHAM, J. Appl. Phys., **42**, 1299 (1971).
102. H. R. HELZINGER, H. KRÖNMÜLLER, Phys. Stat. Solidi (b), **54**, 593 (1972).
103. Z. ZIJLSTRA, J. Appl. Phys., **41**, 4881 (1970).
104. A. HOLTZ, J. Appl. Phys., **41**, 1095 (1970).
105. H. KRÖNMÜLLER, H. R. HÜZINGER, Int. J. Magnetism, **5**, 27 (1973).
106. W. SEARLE, H. J. GARRETT, J. Appl. Phys., **45**, 5037 (1974).
107. P. J. CRAIK, E. HILL, Phys. Lett., **48A**, 157 (1974).
108. K. H. J. BUSCHOW, F. VAN DER BROEDER, J. Less. Common. Met., **29**, 283 (1972); **33**, 191 (1973).
109. H. KRÖNMÜLLER, H. R. HELZINGER, J. Magn. Magn. Mat., **2**, 3 (1976).
110. R. S. PERKINS, J. BERNASCONI, H. J. WIESMANN, J. Appl. Phys., **47**, 2679 (1976).
111. J. FIDLER, H. KRÖNMÜLLER, Phys. Stat. Sol. (a), **56**, 545 (1979).
112. P. WEISS, R. FORRER, Ann. Physique, **12**, 279 (1929).
113. H. POLLEY, Ann Physik, **36**, 625 (1939).
114. E. CZERLINSKY, Ann. Physik, **13**, 822 (1932).
115. N. AKULOV, Zeit. Physik, **69**, 1822 (1931).
116. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **9**, 193 (1948).
117. R. PAUTHENET, Ann. Physique, **12**, 710 (1952).
118. T. HOLSTEIN, H. PRIMAKOFF, Phys. Rev., **59**, 388 (1941).
119. T. HOLSTEIN, H. PRIMAKOFF, Phys. Rev., **58**, 1098 (1940).
120. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **9**, 185 (1948).
121. W. F. BROWN, Phys. Rev., **58**, 736 (1940).
122. W. F. BROWN, Phys. Rev., **59**, 388 (1941).
123. K. STEINHAUS, A. KUSSMAN, L. SCHOEN, Phys. Zeit., **38**, 777 (1937).
124. A. R. KAUFMANN, Phys. Rev., **57**, 1089 (1940).
125. V. V. PARFENOV, V. P. VOROSHILOV, Fiz. Met. Met., **13**, 340, 502 (1962).
126. R. C. WAYNE, G. A. SAMARA, R. A. LEEFEVER, J. Appl. Phys., **41** 633 (1970).
127. D. E. GRADY, Phys. Rev., **B4**, 3982 (1971).
128. R. E. ERSHOV, Izv. VUZ Fiz. (USSR), **11**, 59 (1970).
129. F. VIRSIK, Electrotech. Casopis, **20**, 767 (1969).
130. G. F. WIDGER, Proc. Inst. Electr. Eng., **116**, 156 (1969).
131. V. B. GINZBURG, IEEE Trans. Mag., **MAG-12**, 119 (1976).
132. J. A. EWING, Phil. Trans., **176**, 569 (1885).
133. H. BOUASSE, A. BERTHIER, Ann. Chim. Phys **10**, 199 (1907).
134. L. LLIBOUTRY, Ann. Phys., **6**, 731 (1951).
135. J. C. BARBIER, Ann. Phys., **9**, 84 (1954).
136. NGUYEN VAN DANG, Thèse, Universitatea Grenoble, 1961.
137. L. NÉEL, C.R. Acad. Sci. Paris, **244**, 2668 (1945).
138. L. NÉEL, Proceed R.E. Welch Foundation Conf. Chem. Res. II, Atomic Structure, Houston, Texas, 1958.
139. J. L. PORTESEIL, R. VERGNE, J. Phys., **38**, 1078 (1977).
140. J. L. PORTESEIL, Thèse, Universitatea din Grenoble, 1975.

XV | PARTICULE FINE

XV.1. Introducere

Am evidenţiat în capitolul XIII că un eşantion feromagnetic masiv, în cîmp nul, este divizat în domenii ce au o magnetizare uniformă. Domeniile sînt separate prin pereţi a căror magnetizare este însă neuniformă. Distribuţia magnetizării într-un eşantion este determinată, în principiu, prin considerarea energiilor magnetostatice, magnetoelastice, de anizotropie şi de schimb. Pe măsura micşorării dimensiunilor probei, va putea să existe o situaţie în care, pentru un cîmp extern nul, energia totală este minimă cînd nu există pereţi de domenii. Spunem că proba este *unidomenială* şi deci magnetizarea acesteia este uniformă. Pentru această situaţie, odată cu scăderea dimensiunii probei, creşterea energiei magnetostatice este mai mică ca scăderea energiei de schimb. Valorile tipice ale dimensiunilor particulelor unidomeniale, în cîmp nul, sînt cuprinse între 10^1 şi 10^5 Å, depinzînd de forma particulei şi de valoarea magnetizării la saturaţie a materialului.

Materialele constituite din particule fine au o proprietate de interes tehnic şi anume valori deosebit de mari ale cîmpului coercitiv H_c. Dacă acesta, în materiale masive, ca de exemplu MnBi, este de ordinul 10^2 A/m, poate creşte pînă la 10^6 A/m, dacă proba este constituită din particule fine. Ca urmare, particulele fine se folosesc în tehnică, şi anume pentru obţinerea de magneţi permanenţi şi respectiv materiale pentru înregistrări magnetice. Dimensiunile tipice ale particulelor de interes tehnic sînt cuprinse între $(10^2 \div 10^4)$Å$(\times 10^{-10}$ m). Forma acestora poate fi sferică, alungită sau plată.

Kittel [1] evidenţiază primul că anumite geometrii pot conduce la o magnetizare uniformă, deci lipsită de o structură de domenii. Forma geometrică cea mai simplă este cea a unui cilindru infinit, în care direcţia de uşoară magnetizare este paralelă după generatoare.

Teoria clasică a particulelor unidomeniale [1—4] presupune în esenţă următoarele etape de calcul: (1) determinarea condiţiilor pentru existenţa stării unidomeniale; (2) calculul proprietăţilor magnetice în presupunerea că particula este în starea de mai sus. Problema (1) nu poate fi soluţionată riguros în timp ce (2) poate fi rezolvată numai dacă se analizează particule izolate. În aplicaţiile tehnice, ca de exemplu la particulele fine pentru magneţi permanenţi sau benzi de înregistrare magnetică, trebuie avute în vedere şi interacţiile între particule. În metoda clasică, condiţiile pentru starea unidomenială sînt obţinute prin compararea energiei libere a particulei magnetizate uniform cu aceea a particulei ce are magnetizarea neuniformă. Energia stării cu magnetizarea neuniformă

depinde însă de ingeniozitatea cercetătorului în a imagina o anumită configurație de domeniu. Faptul că una din cele două stări considerate are energia minimă, nu asigură însă existența acestei configurații. Starea cu energia cea mai mare poate fi metastabilă și în acest caz înălțimea barierei energetice între stări este de asemenea importantă [5]. Dacă o particulă este în starea unidomenială, în cîmp extern nul, poate să nu rămînă unidomenială în procesul inversării magnetizării, sub influența cîmpului extern.

Teoria micromagnetică [5] consideră inițial o particulă uniform magnetizată, asupra căreia acționează cîmpul extern $\mathbf{H}=\mathbf{B}/\mu$, după direcția de ușoară magnetizare. La scăderea intensității cîmpului magnetic și inversarea sensului acestuia spre valori negative (față de direcția inițială) starea anterioară este de asemenea o stare de *echilibru*, adică derivata de ordinul unu a energiei libere, tinde la zero, pentru rotații suficient de mici, uniforme și neuniforme ale magnetizării, corespunzător la o direcție diferită de cea inițială. Problema constă în determinarea valorii cîmpului extern $\mathbf{H}_0$, la care echilibrul devine *instabil* respectiv la care, pentru un mod particular de rotație, derivata de ordinul doi a energiei este negativă. Particula rămîne în stare unidomenială numai în cazul rotațiilor uniforme. O problemă ce prezintă interes o constituie măsura în care modurile posibile de rotații neuniforme conduc la inversarea magnetizării pentru valori $|H_0|$ mai mici decît valoarea caracteristică a rotațiilor uniforme ale magnetizării. Soluția aproximativă a problemei a fost dată de Kondorsky [4], iar cea riguroasă s-a obținut în cadrul teoriei micromagnetice [5, 6].

În acest capitol vom analiza dimensiunea critică a particulei atît în modelul clasic cît și în cadrul teoriei micromagnetice. Vom prezenta apoi procesele de magnetizare a particulelor fine. Discutăm condițiile în care un ansamblu de particule unidomeniale poate să atingă echilibrul termic într-un timp scurt comparativ cu durata experienței și respectiv comportarea superparamagnetică. Analizăm apoi interacțiile magnetostatice între particule și influența acestora asupra parametrilor fizici de interes. În final vom prezenta, în mod succint, unele probleme specifice aplicațiilor în tehnică ale particulelor fine și anume pentru realizarea de magneți permanenți, medii de înregistrare magnetică cît și la analiza magnetismului rocilor.

XV.2. Dimensiunea critică a particulei unidomeniale

XV.2.1. Modelul clasic al particulei unidomeniale

Să considerăm o particulă feromagnetică sferică de rază R. Vom presupune că aceasta este un monocristal. Ne propunem să determinăm dimensiunea critică, pentru care energia configurației unidomeniale este mai mică decît cea corespunzătoare unei particule avînd o structură de domeniu [7]. Densitatea energiei magnetostatice a particulei sferice unidomeniale este

$$\epsilon'_m = (1/2)\, N\mu M_s^2, \qquad \text{(XV.2.1)}$$

unde N este coeficientul de demagnetizare iar M_s magnetizarea la saturație.

Energia magnetostatică totală este dată de $\epsilon_m = v\epsilon'_m$

$$\epsilon_m = (2\pi/9)\,\mu R^3 M_s^2. \qquad \text{(XV.2.2)}$$

Energia magnetostatică (XV.2.2) trebuie comparată cu aceea a unei structuri particulare de domenii, şi în care magnetizarea rezultantă este nulă (fig. XV.1). Dacă anizotropia magnetocristalină este mică, magnetizarea poate să aibă o configuraţie de închidere a fluxului, de formă circulară (fig. XV. 1a). Pentru anizotropii mari pot apare situaţiile prezentate în figura XV.1b — (cristale cu simetrie cubică) şi respectiv (fig. XV.1c) (cristale avînd anizotropie uniaxială).

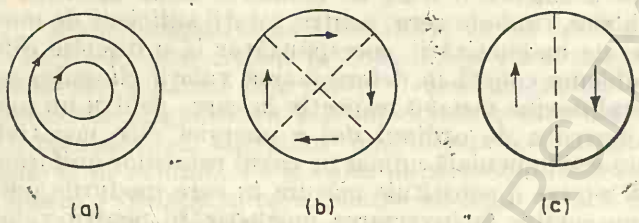


Fig. XV.1. — Structuri de domenii simple, în cazul particulelor fine sferice: (a) — cu anizotropie mică; (b) — cristale cu simetrie cubică, puternic anizotrope; (c) — cristale cu simetrie uniaxială puternic anizotrope.

Să considerăm un material cu *anizotropie mică* (fig. XV.1a). În acest caz magnetizarea este tangentă la un cerc normal la axa Oz (fig. XV.2). Să analizăm contribuţia la magnetizare a atomilor situaţi pe cercul C de rază r. Vom nota prin a parametrul de reţea. Pe acest cerc

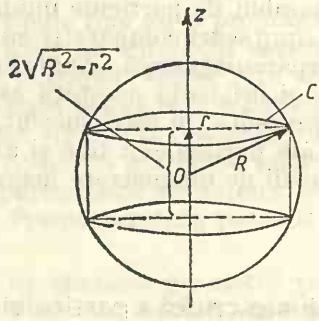


Fig. XV.2. — Schema de calcul a dimensiunii critice a particulei.

vom avea un număr de $n = 2\pi r/a$ momente magnetice. Ca atare unghiul între momentele magnetice ale atomilor este de $\Phi = 2\pi/n = a/r$.

Deoarece energia de anizotropie este neglijabilă, la energia totală a sistemului vor contribui numai interacţiile de schimb. Energia de interacţie (vezi paragraful XIII.2.1), dacă momentul se datoreşte contribuţiei spinului, se poate scrie $\epsilon_s = -\mathcal{J}S^2\Phi^2$. Energia de schimb corespunzătoare interacţiilor între momentele magnetice ale atomilor de pe inel este dată de

$$\epsilon_{si} = n\epsilon_s = -2\pi\mathcal{J}S^2\,a/r. \qquad \text{(XV.2.3)}$$

Prin sumarea inelelor de rază r obţinem un cilindru de înălţime $2(R^2 - r^2)^{1/2}$. Numărul de inele aşezate pe acest cilindru este de $(2/a)(R^2 - r^2)^{1/2}$.

Energia de schimb corespunzătoare atomilor de pe cilindru este

$$\epsilon_{sch} = 2\pi \mathfrak{J} S^2 \frac{a}{r} \cdot \frac{2}{a} (R^2 - r^2)^{1/2} = \frac{4\pi \mathfrak{J} S^2}{r} (R^2 - r^2)^{1/2}. \quad \text{(XV.2.4)}$$

Energia de schimb pentru întregul volum al particulei sferice este

$$\epsilon_{sch_{sv}} = 4\pi \mathfrak{J} S^2 \int_a^R (R^2 - r^2)^{1/2} \frac{dr}{r} \simeq \frac{4\pi \mathfrak{J} S^2 R}{a} \left[\ln \left(\frac{2R}{a} \right) - 1 \right]. \quad \text{(XV.2.5)}$$

Dimensiunea critică R_c a particulei se obține atunci cînd energia de schimb și respectiv magnetostatică sînt egale. Se obține

$$\frac{\mu M_s^2 R_c^2 a}{18 \mathfrak{J} S^2} = \ln(R_c/a) - 1. \quad \text{(XV.2.6)}$$

Aproximația de mai sus ridică însă probleme deoarece partea principală a integralei (XV.2.5) provine de la valori mici ale lui r pentru care valabilitatea calculului este îndoielnică.

Dependența de raza r, a energiei magnetostatice (XV.2.2) și respectiv de schimb (XV.2.5) pentru fier și nichel este redată în figura XV.3. Energia magnetostatică, pentru fier, este mai mică ca cea de schimb pentru $R \lesssim 150$ Å și respectiv $R \lesssim 290$ Å pentru nichel [8] (fig. XV.3).

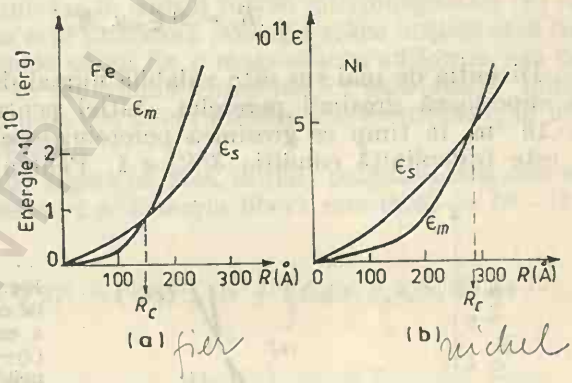


Fig. XV.3. — Dependența de raza particulei a energiei magnetostatice ϵ_m și respectiv de schimb ϵ_s în cazul fierului (a) și nichelului (b).

Ca atare, pentru particule suficient de mici, configurația cu magnetizarea uniformă are energia minimă. În analiză am neglijat energia de anizotropie asociată cu configurațiile domeniilor, comparativ cu energia de schimb. Aproximația de mai sus poate fi luată în considerare numai dacă raza critică R_c, este mult mai mică ca grosimea peretelui interdomenic. Aceasta rezultă din faptul că într-un perete Bloch energiile de anizotropie și de schimb sînt egale. Energia de schimb va avea un rol dominant cînd unghiul între două momente magnetice va crește ca urmare a scăderii distanței după care are loc inversarea spinilor.

Dacă *energia de anizotropie este mare*, este posibil ca raza critică R_c să depășească grosimea peretelui. Să considerăm o particulă sferică din-

tr-un cristal avînd *simetria cubică* (fig. XV.1b). Principala contribuţie la energie este dată de pereţii Bloch, a căror suprafaţă este $2\pi R^2$, deci

$$\epsilon_p = 2\pi R^2 \epsilon'_p, \qquad \text{(XV.2.7)}$$

unde ϵ'_p este energia superficială a unui perete de 90°. Ţinînd seama de (XV.2.1) şi (XV.2.7), raza critică este

$$R_c = 9\, \epsilon'_p / \mu\, M_s^2. \qquad \text{(XV.2.8)}$$

În cazul fierului avem $\epsilon'_p = 10^{-3}\,\mathrm{J/m^2}$ (1 erg/cm²) de unde rezultă că $R_c = 25 \cdot 10^{-10}$m, valoare mai mică ca grosimea peretelui Bloch (de ordinul a $40 \cdot 10^{-10}$m). Structura prezentată în figura XV.1b în acest caz nu are nici un sens. Pentru ca să aibă sens ar trebui ca raza particulei să fie de cîteva ori mai mare ca grosimea peretelui Bloch. Descompunerea în domenii va apare numai pentru dimensiuni mari ale particulelor astfel ca în acestea să „încapă" pereţii interdomenici.

În cazul cristalelor ce prezintă *simetrie uniaxială*, energia magnetostatică ϵ_m corespunzătoare configuraţiei din figura XV.1c, este jumătate din cea dată de relaţia (XV.2.1). Energia peretelui este

$$\epsilon_p = \pi R^2 \epsilon'_p. \qquad \text{(XV.2.9)}$$

Pentru ca structura considerată să fie mai stabilă ca cea unidomenială raza acesteia trebuie să aibă o valoare mai mare ca R_c. Valoarea R_c se obţine din condiţia $\epsilon'_m = \epsilon_p$ şi deci

$$R_c = 9\, \epsilon'_p / \mu\, M_s^2. \qquad \text{(XV.2.10)}$$

Discuţia de mai sus este valabilă numai dacă conduce la o rază critică superioară grosimii peretelui. Astfel pentru MnBi se obţine $R_c = 4 \cdot 10^{-7}$m, în timp ce grosimea peretelui este $\delta = 2 \cdot 10^{-8}$ m. În acest caz este îndeplinită condiţia $\delta / R_c \ll 1$. Pentru cobalt relaţia (XV.2.10)

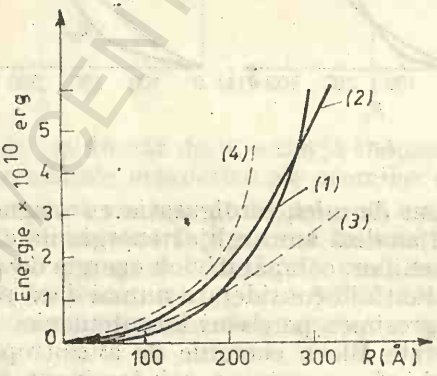


Fig. XV.4. — Dependenţa de raza particulei de cobalt a energiilor structurilor: (*1*)—monodomeniale, (*2*)—polidomeniale, (*3*)—model ce ţine seama de interacţiile de schimb şi (*4*)—model ce consideră interacţiile de schimb şi energia de anizotropie.

conduce la $R_c = 3 \cdot 10^{-8}$ m, în timp ce grosimea peretelui este de $1 \cdot 10^{-8}$m Raza critică [8] pare să fie mai mare ca cea dedusă prin comparaţia între energiile structurilor monodomenială (*1*) şi cea care ţine seama de in-

teraţiile de schimb (*3*) (fig. XV.4). Dar în acest caz am neglijat energia de anizotropie comparativ cu cea de schimb. Această simplificare a situaţiei nu poate descrie comportarea cobaltului. Introducerea în calcul a energiei de anizotropie poate conduce la o dependenţă a energiei de rază, descrisă de curba (*4*). Astfel, soluţiile posibile pentru acest caz, sînt structura unidomenială pentru $R < R_c = 300$ Å şi cu domenii avînd magnetizările orientate antiparalel, pentru $R > R_c$.

XV.2.2. Dimensiunea critică a particulei în cadrul teoriei micromagnetice

În modelul clasic al particulelor feromagnetice unidomeniale, se compară energia liberă a stării uniform magnetizate cu cea a stării la care magnetizarea este neuniformă. Ultima se alege de formă arbitrară şi implică unul sau mai mulţi parametri care se ajustează astfel încît să minimizeze energia stării considerate. Dacă starea cu magnetizarea neuniformă are energia mai ridicată nu există certitudinea că poate fi găsită o configuraţie de domenii cu energie mai scăzută. Dacă aceasta are energia mai scăzută, nu poţi fi sigur că este accesibilă din o stare avînd iniţial magnetizarea uniformă. În acelaşi timp nu se face un studiu al stărilor intermediare.

Kondorsky [4] consideră o clasă de stări neuniforme care includ starea uniformă ca o situaţie limită. Această analiză permite eliminarea primei nedeterminări dintre cele două menţionate mai sus, nu însă şi pe a doua. Minimizarea în acest caz se face în raport cu doi parametri.

Ne propunem să examinăm în cadrul teoriei micromagnetice [6] condiţiile în care magnetizarea este uniformă. Energia stării iniţiale este comparată cu cea a stărilor vecine ce au fie o magnetizare uniformă sau neuniformă. Pe această cale se determină condiţiile în care starea iniţială devine instabilă cît şi modul de deviaţie (uniform sau neuniform) al magnetizării faţă de starea iniţială.

Să considerăm o probă rigidă la care, iniţial, magnetizarea este uniformă şi orientată în lungul axei z. Energia liberă este dată de [9—11]

$$\epsilon_i = \mathfrak{J} S^2 \int [(\nabla\alpha)^2 + (\nabla\beta)^2 + (\nabla\gamma)^2]\, dv + \int \epsilon_a(x, y, z, \alpha, \beta)\, dv -$$

$$- \mu M_s \int (\alpha H_{0x} + \beta H_{0y} + \gamma H_{0z})\, dv] + (1/2\mu) \int \mathbf{B}_i^2\, dv. \quad \text{(XV.2.11)}$$

Am notat prin $\mathfrak{J}$ integrala de schimb, M_s magnetizarea la saturaţie (α, β, γ) cosinuşii directori ai acesteia, $\mathbf{H}_0 = \mathbf{i}H_{0x} + \mathbf{j}H_{0y} + \mathbf{k}H_{0z}$ intensitatea cîmpului extern, $\epsilon_a(x, y, z, \alpha, \beta)$ densitatea energiei de anizotropie, iar ultimul termen reprezintă energia magnetostatică dată de relaţia (I.6.25). Magnetizarea probei este $\mathbf{M} = M_s(\mathbf{i}\alpha + \mathbf{j}\beta + \mathbf{k}\gamma)$. Să admitem o stare posibilă a magnetizării (α_0, β_0, γ_0) unde $\gamma_0 = (1 - \alpha_0^2 - \beta_0^2)^{1/2}$ şi stări vecine caracterizate prin $\alpha = \alpha_0 + \varepsilon u$; $\beta = \beta_0 + \varepsilon v$ şi $\gamma = (1 - \alpha^2 - \beta^2)^{1/2}$, unde ε este un parametru infinitezimal iar u şi v sînt funcţii arbitrare de

poziție. Condițiile suficiente (sau cu $\geqslant$ în loc de $>$ necesare) ca să avem un minim pentru starea (α_0, β_0) sînt

$$\frac{\partial \epsilon_l(0)}{\partial \varepsilon} = 0; \quad \frac{\partial^2 \epsilon_l(0)}{\partial \varepsilon^2} > 0. \tag{XV.2.12}$$

$(\partial \epsilon_l(0)/\partial \varepsilon)$ se calculează pentru valori (α_0, β_0) arbitrare iar $\partial^2 \epsilon_l(0)/\partial \varepsilon^2$ pentru $(\alpha_0 = \beta_0 = 0)$. Diferențierea față de ε se poate face mai ușor dezvoltînd expresiile pînă în ordinul doi în $(\varepsilon u, \varepsilon v)$. Pentru valori (α_0, β_0) arbitrare, se obține [6]

$$\frac{\partial \epsilon(0)}{\partial \varepsilon} = \mathfrak{J} S^2 \int \left[\left(\frac{\partial \alpha_0}{\partial n} - \frac{\alpha_0}{\gamma_0} \cdot \frac{\partial \gamma_0}{\partial n} \right) u + \left(\frac{\partial \beta_0}{\partial n} - \frac{\beta_0}{\gamma_0} \cdot \frac{\partial \gamma_0}{\partial n} \right) v \right] \mathrm{d}S -$$

$$- \mathfrak{J} S^2 \int \left[\left(\nabla^2 \alpha_0 - \frac{\alpha_0}{\gamma_0} \nabla^2 \gamma_0 \right) u + \left(\nabla^2 \beta_0 - \frac{\beta_0}{\gamma_0} \nabla^2 \gamma_0 \right) v \right] \mathrm{d}v +$$

$$+ \int [\epsilon_\alpha(x, y, z, \alpha_0, \beta_0) u + \epsilon_\beta(x, y, z, \alpha_0, \beta_0) v] \, \mathrm{d}v -$$

$$- \mu M_s \int \left[\left(H_x - \frac{\alpha_0}{\gamma_0} H_z \right) u + \left(H_y - \frac{\alpha_0}{\gamma_0} H_z \right) v \right] \mathrm{d}v, \tag{XV.2.13}$$

unde $\mathbf{n}$ este versorul normalei la suprafața probei iar $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{B}_i/\mu$ este suma cîmpului extern și a celui produs de magnetizarea probei, evaluat cu $\alpha = \alpha_0$ și $\beta = \beta_0$. Hamiltonianul de schimb a fost transformat folosind teorema divergenței.

Pentru $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ avem

$$(\partial^2 \epsilon(0)/\partial \varepsilon^2) = \mathfrak{J} S^2 \int [(\nabla u)^2 + (\nabla v)^2] \, \mathrm{d}v + \int (K_{11} u^2 + 2K_{12} uv +$$

$$+ K_{22} v^2) \, \mathrm{d}v + \mu M_s \int H_z (u^2 + v^2) \, \mathrm{d}v + \mu \int \mathbf{H}_p^2 \, \mathrm{d}v. \tag{XV.2.14}$$

Am notat prin $\mathbf{H}_p$ intensitatea cîmpului datorat polarizării magnetice după direcțiile x și y, $B_i = \mu M_s (u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + 0\mathbf{k})$. Valorile K_{ij} sînt coeficienții din dezvoltarea energiei de anizotropie ϵ_a. Pentru valori (α, β) mici

$$\epsilon_a = \epsilon_{a0} + K_1 \alpha + K_2 \beta + (1/2)(K_{11} \alpha^2 + 2K_{12} \alpha\beta + K_{22} \beta^2) + \ldots \tag{XV.2.15}$$

Derivata energiei $\partial \epsilon(0)/\partial \varepsilon$ este nulă pentru valori (u, v) arbitrare, dacă integralele din relația (XV.2.13) tind fiecare la zero. Cerința de mai sus conduce la două ecuații diferențiale cu derivate parțiale și două condiții de graniță. Acestea, la care se adaugă relația ce determină poten-

ţialul magnetic scalar V_m, se rezolvă, în vederea obţinerii valorilor (α_0, β_0) care fac ca $\varepsilon\partial\in_l(0)/\partial\varepsilon$ să tindă la zero [6]. Valorile $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ îndeplinesc condiţiile de graniţă; acestea vor satisface ecuaţiile diferenţiale cu derivate parţiale numai dacă

$$K_1 - \mu M_s H_x = K_2 - \mu M_s H_y = 0. \qquad \text{(XV.2.16)}$$

Dacă proba este uniform magnetizată, $\in_l$ nu trebuie să depindă de poziţie. Pentru un elipsoid de rotaţie H_x şi H_y sînt constante. În această ipoteză relaţia (XV.2.16) este îndeplinită pentru o anumită valoare a cîmpului extern. Cîmpul extern poate fi astfel variat încît să se modifice numai H_z. Pentru toate valorile lui H_z prima din condiţiile (XV.2.12) este satisfăcută pentru $\alpha_0 = \beta_0 = 0$.

O condiţie suficientă pentru ca $\partial^2\in_l/\partial\varepsilon^2 > 0$ este

$$(K_{11} + \mu M_s H_z)u^2 + 2K_{12}uv + (K_{22} + \mu M_s H_z)v^2 > 0. \qquad \text{(XV.2.17)}$$

Într-un cristal omogen K_{ij} sînt constante. Putem alege axele x, y astfel încît $K_{12} = 0$. În acest caz starea este stabilă dacă $-\mu M_s H_z < K_{11}, K_{22}$.

Să considerăm un cîmp H_z destul de intens pentru a asigura stabilitatea stării. La scăderea lui H_z, acesta poate să ia valoarea H_c, la care, pentru valori (u, v) date, $\partial^2\in(0)/\partial\varepsilon^2$ tinde la zero. Această valoare se obţine din relaţia (XV.2.14)

$$-\mu M_s H_c = \left\{\mathcal{J}S^2\int[(\nabla u)^2 + (\nabla v)^2]\,dv + \int(K_{11}v^2 + 2K_{12}uv + K_{22}v^2]\,dv + \right.$$

$$\left. + \int \mu H_p^2\,dv\right\}\left[\int(u^2 + v^2)\,dv\right]^{-1} \equiv P/Q. \qquad \text{(XV.2.18)}$$

La scăderea în continuare a lui H_z, în acord cu relaţia (XV.2.14), valoarea lui $\partial^2\in_l/\partial\varepsilon^2$ va deveni negativă. În acest caz starea ($\alpha_0 = \beta_0 = 0$) este instabilă la deviaţii mici ale magnetizării, de forma (εu, εv).

Să căutăm valoarea cea mai mică $-\mu M_s H_z$, la care apare instabilitatea, pentru setul (u, v) ce face minim raportul P/Q. Cerinţa ca (P/Q) să se anuleze conduce la următoarele ecuaţii cu derivate parţiale:

$$\begin{aligned} -\mathcal{J}S^2\nabla^2 u + (K_{11} - \lambda)u + K_{12}v - \mu M_s H_{px} &= 0, \\ -\mathcal{J}S^2\nabla^2 v + K_{12}u + (K_{22} - \lambda)v - \mu M_s H_{py} &= 0 \end{aligned} \qquad \text{(XV.2.19)}$$

şi la condiţiile de graniţă

$$\frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial v}{\partial n} = 0. \qquad \text{(XV.2.20)}$$

Am notat $\lambda = P/Q = -\mu M_s H_c$.

Problema cu valori proprii (XV.2.19) şi (XV.2.20) poate fi rezolvată dacă λ face parte din setul de valori proprii λ_n. Funcţiile proprii ce cores-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

pund la diferite valori proprii sînt ortogonale și normate.

$$\int (u_m v_n + v_m u_n) dv = \delta_{mn}. \qquad \text{(XV.2.21)}$$

Pentru a găsi cea mai mică valoare $-\mu M_s H_c$ trebuie să determinăm valoarea proprie λ minimă. Setul corespunzător $(\varepsilon u_n, \varepsilon v_n)$ descrie deviația magnetizării comparativ cu starea $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ (ce devine instabilă pentru valoarea $-\mu M_s H_c$). Un set arbitrar (u, v) poate fi dezvoltat sub forma unei serii de funcții (u_n, v_n), coeficienții dezvoltărilor fiind c_n.

Introducînd seria în (XV.2.18) ținînd și seama de (XV.2.19) și XV.2.21) găsim

$$-\mu M_s H_c = (\sum_n c_n^2 \lambda_n)(\sum_n c_n^2)^{-1}. \qquad \text{(XV.2.22)}$$

Relația de mai sus arată că $-\mu M_s H_c$ poate fi la fel de mic ca λ_n minim, însă nu mai mic.

Ecuațiile cu derivate parțiale și condițiile de graniță obținute din relația (XV.2.13) se reduc la (XV.2.19) și (XV.2.20) în ordinul unu în ε, pentru $\alpha_0 = \varepsilon u$ și $\beta_0 = \varepsilon v$ și dacă, pentru $\varepsilon = 0$, sînt satisfăcute relațiile (XV.2.16). Astfel putem găsi, formal, pe λ_n și funcțiile (u_n, v_n) căutînd deviațiile de la echilibru, în ordinul unu, pentru $\alpha_0 = \beta_0 = 0$. Putem întotdeauna obține o soluție de forma $u = u_0 = \text{ct}$; $v = v_0 = \text{ct}$. În acest caz sînt satisfăcute condițiile (XV.2.20); H_{px}, H_{py} sînt funcții liniare și omogene de u_0 și v_0. Cerința ca sistemul să prezinte soluții conduce, în general, la două valori proprii ale lui λ. În cazul cînd nu există valori proprii mai mici ca λ_0, pentru $\lambda_0 = -\mu M_s H_z$ sistemul devine instabil la o rotație uniformă a magnetizării.

Alte valori proprii corespund la funcții (u, v) care sînt dependente de (x, y, z). Să admitem că λ_1, este cea mai mică valoare. Dacă $\lambda_1 < \lambda_0$, atunci cînd $-\mu M_s H_z$ atinge valoarea λ_1 sistemul este instabil pentru o deviație de forma $(\varepsilon u_1, \varepsilon v_1)$. Magnetizarea devine neuniformă și proba are o structură de domenii incipientă.

Pentru un elipsoid de revoluție în jurul axei z, avem $K_{11} = K_{22} = K$ iar $K_{12} = 0$. Pentru deviații uniforme (u_0, v_0) avem $H_{px} = -N_a M_s u_0$ iar $H_{py} = -N_b M_s v_0$, unde N_a și N_b sînt coeficienții de demagnetizare longitudinal și transversal. În acest caz conform cu (XV.2.19) rezultă $(K - \lambda + N_b \mu M_s^2) u_0 = (K - \lambda + N_b \mu M_s^2) v_0 = 0$ și de aici o valoare proprie comună $\lambda_0 = K + \mu N_b M_s^2$. Instabilitatea la rotații uniforme apare pentru $-\mu M_s H_z = -M_s \mu (H_{0z} - N_a M_s)$. Valoarea corespunzătoare a lui H_{0z} este dată de

$$-\mu M_s H_{0z} = K + (N_b - N_a) \mu M_s^2. \qquad \text{(XV.2.23)}$$

Relația de mai sus a fost obținută de Stoner și Wohlfarth [3].

Pentru deviații neuniforme, relația (XV.2.19) conduce la:

$$\begin{aligned} -\mathcal{J} S^2 \nabla^2 u + (K - \lambda) u - \mu M_s H_{px} &= 0, \\ -\mathcal{J} S^2 \nabla^2 v + (K - \lambda) v - \mu M_s H_{py} &= 0. \end{aligned} \qquad \text{(XV.2.24)}$$

Este dificil de a determina întregul spectru de valori proprii al sistemului (XV.2.24) și ca atare vom căuta soluția cu $\mathbf{H}_p = 0$. Se obține*)

$$u = -u_\Phi \sin \Phi\,;\; v = v_\Phi \cos\Phi\,;\; \partial u_\Phi/\partial\Phi = 0. \qquad \text{(XV.2.25)}$$

Pentru o sferă de rază b avem

$$u_\Phi = \mathfrak{J} S^2 j_n(kr) P_n^1(\cos\ \theta)\ (n \geqslant 1), \qquad \text{(XV.2.26)}$$

unde

$$k^2 = (\lambda - K)/\mathfrak{J} S^2. \qquad \text{(XV.2.27)}$$

Valorile proprii k sînt determinate prin condiția ca $j_n'(kb) = 0$. Acestea sînt minime pentru $n = 1$. Cea mai mică rădăcină a lui $j_1(x)$ este $x_1 = 2{,}08$. Ca atare, cea mai mică valoare proprie a lui k este $k_m = x_1/b$ și respectiv $\lambda_1 = K + \mathfrak{J} S^2 k^2 = K + \mathfrak{J} S^2 x_1^2/b^2$. Dacă alte soluții nu conduc la valori λ mai mici, deviația de la $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ se face prin rotație uniformă sau în modul uniform (XV.2.25) după cum λ_0 sau λ_1 sînt minime. Pentru o sferă avem $N_b = 1/3$ și deci $\lambda = K + \mu M_s^2/3$. Deviația uniformă sau neuniformă, apare după cum b este mai mic sau mai mare ca o anumită valoare critică b_c, determinată astfel ca $\lambda_0 = \lambda_1$, deci

$$b_c = \frac{x_1}{M_s}\left(\frac{3\mathfrak{J} S^2}{\mu}\right)^{1/2}. \qquad \text{(XV.2.28)}$$

Pentru un *cilindru infinit de lung*, de rază $\rho = b$ avem:

$$u_\Phi = B\mathfrak{J}_1[(k^2 - u^2)^{1/2}\rho]\cos(uz - \delta). \qquad \text{(XV.2.29)}$$

Valorile proprii sînt determinate din condiția $j_1'[(k^2 - u_a^2)^{1/2} b] = 0$. Astfel, cea mai mică corespunde la $u_a = 0$. Fie x_1'' cea mai mică rădăcină a lui $j_1'(x) = 0$; $x_1'' = 1{,}84$. Atunci

$$b_c = \frac{x_1''}{M_s}\left(\frac{2\mathfrak{J} S^2}{\mu\pi}\right)^{1/2}. \qquad \text{(XV.2.30)}$$

Pentru un *elipsoid de rotație alungit*, semiaxa cu dimensiunea mai mică este

$$b_c = \frac{x_{1e}''}{M_s}\left(\frac{\mathfrak{J} S^2}{\mu N_b}\right)^{1/2}, \qquad \text{(XV.2.31)}$$

unde x_{1e}'' este rădăcina ecuației transcendente și în funcție de excentricitatea elipsoidului este situată într-un interval de valori $1{,}84 \leqslant x_1'' \leqslant 2{,}08$.

*) În cele ce urmează, depinzînd de forma particulei, vom folosi atît coordonate sferice (r, θ, Φ) cît și cilindrice (z, ρ, Φ).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prezentăm în tabelul XV.1 raza critică a particulelor estimată de modelul micromagnetic comparativ cu cel clasic. Se observă o concordanță rezonabilă între aceste valori.

TABELUL XV.1

Raza critică a particulelor obținută în diferite modele (Å)

Material	Forma	Brown [6]	Kondorsky [4]	Néel [2]
Fier	sferă	167	170	160
	cilindru	120		
Nichel	sferă	382		290
	cilindru	276		

XV.3. Procese de magnetizare la particule fine (în absența energiei termice)

XV.3.1. Procese de magnetizare la probe cilindrice

În capitolul XIII am evidențiat că ecuațiile Brown [5] pot fi rezolvate în cazul unui elipsoid dintr-un material ideal pentru care magnetizarea spontană, constantele de anizotropie, energia de schimb și coeficienții de magnetostricțiune nu depind de poziția considerată. În plus se presupune că suprafața elipsoidului este ideal de netedă. Rezolvarea acestor ecuații permite obținerea de informații cu privire la procesele de magnetizare. Ne propunem mai jos, să analizăm procesele de magnetizare la un cilindru cu rază R de lungime infinită [6, 12—16]. Cazul general al elipsoidului este studiat în lucrările [6, 12]. Presupunem că cilindrul este magnetizat după axa z, paralelă cu generatoarea.

Deoarece atît magnetizarea cît și cîmpul de demagnetizare sînt independente de poziție, pentru a satisface relația (XIII.1.8) cîmpul extern $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ trebuie să fie uniform. Pentru a avea o stare de echilibru, la variații mici $\varepsilon i (i = \alpha, \beta)$ față de starea $\nu_0 = \mathbf{M}_{rz}$, derivata energiei $\partial^2 \in_t / \partial \varepsilon^2$ dată de (XV.2.14) trebuie să fie pozitivă. Pentru a fi independentă de poziție, deviația $\varepsilon\alpha$ trebuie să satisfacă relația $(\mathbf{M}_{rz} + \varepsilon\alpha)^2 = 1$. Diferențiala de ordinul doi a energiei este dată de o relație similară cu (XV.2.14).

Componenta (H_z) a cîmpului extern $H = B/\mu_0$ se presupune destul de intensă, pentru a asigura stabilitatea stării, în timp ce (H_x, H_y) pot fi astfel alese încît să satisfacă relația (XIII.1.8). Prin modificarea cîmpului se poate atinge o valoare H'_{oz}, la care $\delta^2 \in$ se anulează pentru setul de valori (α, β). Astfel în acord cu relația (XV.2.18) vom avea $(u \to \alpha, v \to \beta)$

$$-\mu M_s(H_{oz} + H'_z) = \left[\int (\alpha^2 + \beta^2) dv\right]^{-1} \left\{ 2\mathcal{J}[(\nabla\alpha)^2 + (\nabla\beta)^2] dv + \right. \tag{XV.3.1}$$

$$\left. + \int (K_{11}\alpha^2 + 2K_{12}\alpha\beta + K_{22}\beta^2) dv + \mu \int \mathbf{H}_p^2 dv \right\}.$$

Valoarea minimă a cîmpului pentru care starea v_0 este stabilă se obține din condiția ca partea dreaptă a relației (XV.3.1) să aibă un maxim în raport cu α și β. Aceasta conduce la un sistem de ecuații similar cu (XV.2.19) și anume [12]:

$$-2\mathfrak{J}S^2\nabla^2\alpha + (K_{11} + \mu M_s H_z' + \mu M_s H_z)\alpha + K_{12}\beta - \mu M_s H_p = 0,$$
$$-2\mathfrak{J}S^2\nabla^2\beta + K_{12}\alpha + (K_{22} + \mu M_s H_z - \mu M_s H_z)\beta - \mu M_s H_p = 0, \tag{XVI.3.2}$$

și condițiile la graniță

$$\partial\alpha/\partial n = \partial\beta/\partial n = 0. \tag{XV.3.3}$$

În cazul particular al unui material de formă cilindrică, admitem că energia de anizotropie este uniaxială. Limitîndu-ne la termenul al doilea din relația (XII.2.14) avem

$$\epsilon_a = K(v_x^2 + v_y^2). \tag{XV.3.4}$$

Echilibrul va fi stabil în măsura în care cîmpul H este mai mare ca o valoare critică H_n denumită *cîmp de nucleație*. Acesta corespunde cu cea mai mică valoare proprie a lui H_z din setul de ecuații:

$$-\left(\frac{2\mathfrak{J}S^2}{\mu M_s}\right)\nabla^2\alpha + \frac{\partial V_m}{\partial x} + \left(H_z + \frac{2K}{\mu M_s}\right)\alpha = 0,$$
$$-\left(\frac{2\mathfrak{J}S^2}{\mu M_s}\right)\nabla^2\beta + \frac{\partial V_m}{\partial y} + \left(H_z + \frac{2K}{\mu M_s}\right)\beta = 0, \tag{XV.3.5}$$

unde am ținut seama că $\mathbf{H}_p = -\nabla V_m$, respectiv

$$\nabla^2 V_m = M_s\left(\frac{\partial\alpha}{\partial x} + \frac{\partial\beta}{\partial y}\right). \tag{XV.3.6}$$

Potențialul magnetic scalar în interiorul cilindrului ($x^2 + y^2 \leqslant R^2$) este dat de (XV.3.6). În afara cilindrului ($x^2 + y^2 > R^2$) avem $\nabla^2 V_m = 0$ în timp ce pe suprafața acestuia $\partial\alpha/\partial n = \partial\beta/\partial n = 0$; $V_{m,\text{int}} = V_{m,\text{ext}}$ și $-\partial V_{m,\text{int}}/\partial n + M_s\alpha_n = -\partial V_{m,\text{ext}}/\partial n$.

Rescriind ecuațiile (XV.3.5) și (XV.3.6), într-un sistem de coordonate cilindrice, în care axa $\varphi = z = 0$ coincide cu axa x și rezolvînd, se obține:

$$\alpha_r = A_r(t)\cos(kp - p_0)\cos(n\varphi - \varphi_0),$$
$$\alpha_\varphi = A_\varphi(t)\cos(kp - p_0)\sin(n\varphi - \varphi_0), \tag{XV.3.7}$$
$$v = V_{mt}(t)\cos(kp - p_0)\cos(n\varphi - \varphi_0),$$

unde A_r, A_φ și V_{mt} nu depind de φ și z. Parametrii k, p_0 și φ_0 sînt constante reale și n este un număr întreg. Notăm prin $t = r/R$, $s = R/R_0$,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$p = z/R$, $R_0 = (\mathfrak{J}S^2/\mu)^{1/2}/M_s$, $v = 2V_m/M_sR_0$, $h = 2(\mu H_0 M_s + 2K)/\mu M_s^2$. Pentru a obține pe h_n cea mai mare valoare proprie a lui h, Shtrikman și Treves [12] au analizat în mod distinct situațiile în care $n = 0$, $n = 1$ și respectiv $n > 1$.

Pentru $n = 0$ se obține:

$$\left(-k^2 + \frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{t}\cdot\frac{d}{dt} - \frac{1}{t^2} - \pi s^2 h\right) A_\varphi = 0, \qquad \text{(XV.3.8)}$$

$$\left(-k^2 + \frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{t}\cdot\frac{d}{dt} - \frac{1}{t^2} - \pi s^2 h\right) A_r - \pi s \frac{dV_{mt}}{dt} = 0, \qquad \text{(XV.3.9)}$$

$$\left(-k^2 + \frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{t}\frac{d}{dt}\right) V_{mt} - 2s\left(\frac{dA_r}{dt} + \frac{A_r}{t}\right) = 0 \cdot \qquad \text{(XV.3.10)}$$

Soluția ecuației (XV.3.8) este de forma $A_\varphi = CB_1(at)$, unde $a = (-k^2 - \pi s^2 h)^{1/2}$. Introducînd pe A_φ în condițiile de graniță, se obține ecuația cu valori proprii

$$dM_1(a)/da = 0 \qquad \text{(XV.3.11)}$$

Rădăcina cea mai mică a acestei ecuații este $a = 1{,}841$. Ca urmare avem $h(k, s) = -1{,}08s^{-2} - k^2/\pi s^2$. Valoarea cea mai mică h pentru acest mod este

$$h(0, s) = -1{,}08\, s^2. \qquad \text{(XV.3.12)}$$

Modul propriu de modificare a magnetizării asociat cu (XV.3.12) este descris de relația A_φ (cu $a = 1{,}841$, $V_{tm} = A_r = 0$) și este denumit *ondularea magnetizării* (fig. XV.5b). Rezolvarea ecuațiilor (XV.3.9) și

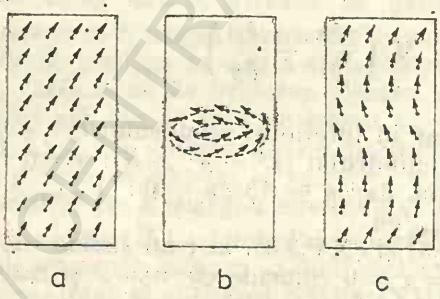


Fig. XV.5. — Moduri proprii de inversare a magnetizării: (a)—rotații la unison, (b)—ondularea magnetizării; (c) curbarea magnetizării.

(XV.3.10), pentru $n = 0$, conduce la o concluzie similară. Cîmpul de nucleație h_n, pentru ondularea magnetizării, coincide cu valoarea de mai sus [12, 17].

Pentru $n = 1$ situația este destul de complicată. Ecuațiile ce se obțin prin înlocuirea lui (XV.3.7) în relațiile (XV.3.7), scrise în coordonate cilindrice, pot fi rezolvate analitic folosind funcții Bessel. Ecuația seculară ce rezultă din condiția de graniță este o ecuație transcendentă și soluțiile acesteia se obțin prin metode numerice. Cîmpul de nucleație

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

astfel determinat [17], pentru $s < 2$, este cu 1% diferit de cîmpul de nucleaţie calculat din condiţia $\beta = \partial\alpha/\partial x = \partial\beta/\partial y = 0$. Modul propriu asociat este denumit *curbarea magnetizării* (fig. XV.15c). Pentru $s \to 0$ aceasta se reduce la *rotaţia la unison* (fig. XV.5a).

Analiza de mai sus evidenţiază că pentru $n \neq 1$ şi respectiv $n = 1$ cele mai probabile moduri de nucleaţie sînt ondularea şi respectiv curbarea magnetizării. Dependenţa cîmpului de nucleaţie (în valori reduse h_n) de raza cilindrului este redată în figura XV.6. De aici rezultă că mecanismul de nucleaţie prin ondulare domină, pentru cilindri cu raze mari, iar curbarea magnetizării, la cilindrii subţiri.

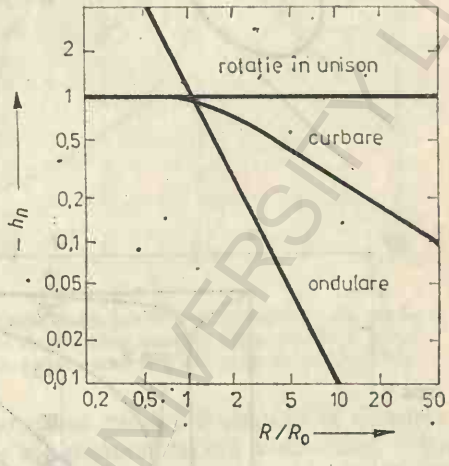


Fig. XV.6. — Dependenţa cîmpului redus de nucleaţie de raza redusă, în cazul unui cilindru infinit, cîmpul extern fiind orientat în lungul generatoarei.

La nucleaţie, magnetizarea se modifică în mod discontinuu; starea stabilă corespunde pentru magnetizarea dirijată după axa z. S-a conchis că aceasta este starea finală obţinută după salt; curba de histereză are o formă dreptunghiulară şi cîmpul coercitiv este egal cu cel de nucleaţie. Concluzia este valabilă pentru $K > 0$ [14], dar nu şi pentru $K < 0$ [18]. Rezultate similare s-au obţinut şi în cazul procesului de curbare a magnetizării [13].

XV.3.2. Procese de magnetizare

a). Procese de magnetizare omogene şi neomogene

Să analizăm pentru început curba de magnetizare pentru situaţia în care inversarea magnetizării se face prin *rotaţie la unison*. Pentru aceasta vom considera un elipsoid cu anizotropie uniaxială [4], aflat în cîmp omogen **H**. Energia sistemului, conform cu figura XV.7. este dată de

$$\epsilon = K \sin^2(\theta - \psi) - \mu H M_s \cos\psi. \qquad \text{(XV.3.13)}$$

Notînd $h = \mu M_s H (2K)^{-1} = H \cdot H_K^{-1}$, relaţia (XV.3.13) se mai poate scrie

$$\epsilon/2K = 1/4 - (1/4) \cos 2(\theta - \psi) - h \cos\psi. \qquad \text{(XV.3.14)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Pentru valori θ și h date, minimul energiei $\in$, se obține dacă

$$\partial\in/\partial\psi = -(1/2)\sin 2(\theta - \psi) + h\sin\psi = 0. \qquad \text{(XV.3.15)}$$

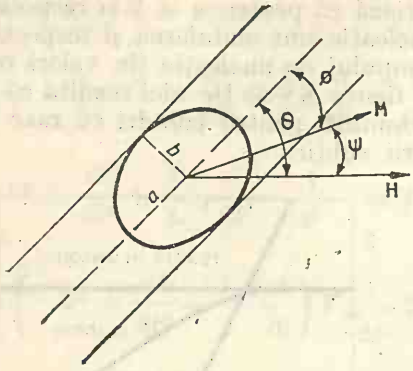


Fig. XV.7. — Calculul poziției de echilibru a magnetizării în elipsoizi alungiți.

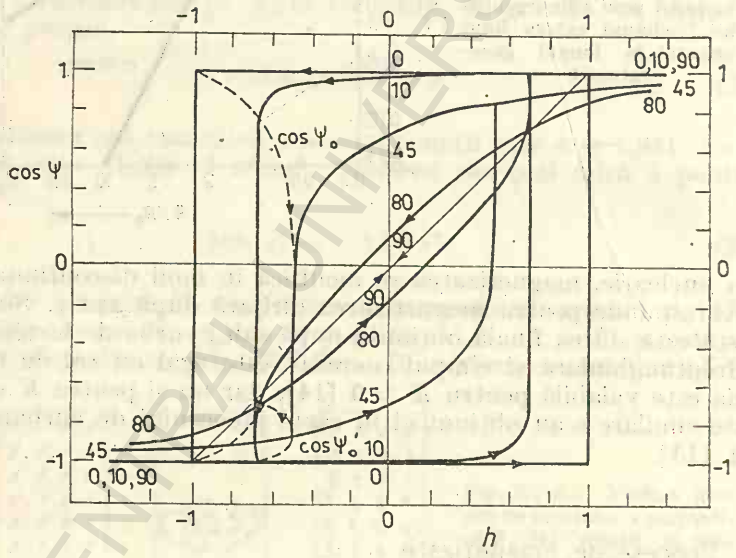


Fig. XV.8. — Curbe de magnetizare pentru particule în formă de elipsoizi, axa acestora făcînd unghiul θ cu direcția cîmpului extern.

Această condiție duce la un minim corespunzător punctului de inflexiune sau maxim, pentru $\partial^2\in/\partial\psi^2 \geqslant 0$ și respectiv <0. Deci

$$\cos 2(\theta - \psi) + h\cos\psi \gtrless 0.$$

Stoner și Wohlfarth [3] au calculat curbele de magnetizare $M(h)/M_s = h\cos\psi$ pentru diferite unghiuri θ între direcția cîmpului extern și axa particulei. Curbe reprezentative sînt redate în figura XV.8. Pentru un ansamblu de particule ce nu interacționează, a căror axe de ușoară magnetizare sînt distribuite aleator, se obțin curbe de magnetizare de

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

tipul celei date în figura XV.9. Prin ψ_0 și ψ_0' sau notat unghiurile între direcțiile magnetizării și cîmp înainte și după saltul ireversibil al magnetizării.

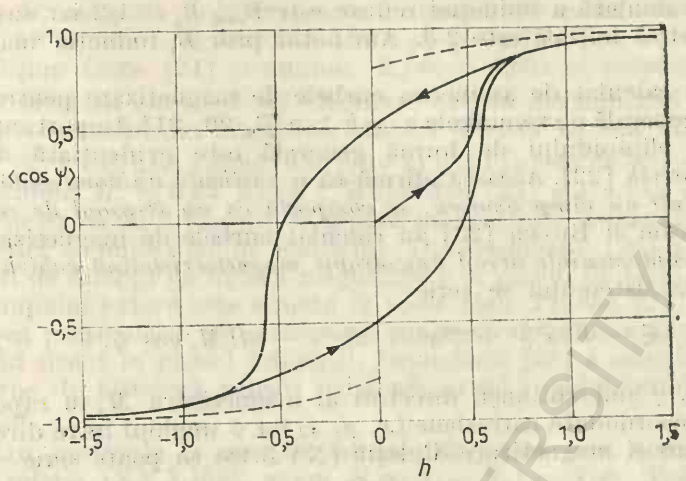


Fig. XV.9. — Curba de magnetizare pentru un ansamblu de particule independente în formă de elipsoizi alungiți (linie plină) și aplatizați (linie punctată); axele particulelor sînt orientate în mod aleator.

Cîmpul coercitiv s-a determinat pentru 3 situații și anume: (a) particula are o anizotropie magnetocristalină uniaxială; (b) anizotropia este determinată de forma particulei și respectiv (c) de tensiunea uniaxială, σ. Cîmpul extern în toate aceste situații acționează după direcția de ușoară magnetizare.

Pentru a calcula anizotropia datorată formei, vom considera un elipsoid de revoluție alungit, cu axa mare, a și respectiv axa mică b. Cîmpul extern acționează după axa a, în sens opus direcției inițiale a lui $\mathbf{M}_s$. Dacă $\mathbf{M}_s$ face unghiul Φ cu axa a avem $\epsilon = \mu M_s^2(N_a \cos^2\Phi + N_b \sin^2 \Phi)/2 + \mu M_s H \cos\Phi$. Pentru $\partial\epsilon/\partial\Phi = 0$ apare un extremum pentru $\Phi = 0$ și $\Phi = \pi$. Minimumul ce corespunde lui $\Phi = 0$, devine maxim (deci este instabil) pentru $\partial^2\epsilon/\partial\Phi^2$ (cu $\sin \Phi = 0$ și $\cos \Phi = 1$). De aici rezultă $H_c = M_s(N_b - N_a)$.

În cazul cînd anizotropia se datorește tensiunii uniaxiale longitudinale, avem $\epsilon_\sigma = (3/2)\lambda\sigma \sin^2\Phi$, de unde, similar cu analiza de mai sus, se obține $H_c = 3\lambda\sigma/\mu M_s$.

Vom nota cîmpul redus prin $h = H/H_c$. Astfel, pentru:

a) anizotropie de formă $h = \dfrac{H}{(N_b - N_a) M_s}$, (a)

(XV.3.16)

b) anizotropie datorată tensiunilor uniaxiale $h = \dfrac{\mu_0 H M_s}{3\lambda\sigma}$. (b)

Analizînd curba prezentată în figura XV.9, se observă că pentru o distribuție aleatoare a axelor de ușoară magnetizare în cazul rotației la

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unison [3, 19], avem $h_c = -0{,}479$, deci

$$\langle H_c \rangle \simeq 0{,}96 \; K/\mu_0 M_s. \qquad \text{(XV.3.17)}$$

Valoarea calculată a inducției reduse este $B_{rem}/B_s = 1/2$ iar susceptivitatea magnetică inițială este 2/3. Am notat prin B_s inducția magnetică la saturație.

S-au calculat de asemenea curbele de magnetizare pentru elipsoizi de formă generală cu semiaxele $a > b > c$ [3, 20, 21]. Importanța analizei problemei elipsoidului de formă generală este evidențiată de *teorema Brown-Morrish* [22]. Aceasta afirmă că o *particulă unidomenială de formă generală, într-un cîmp omogen, se comportă ca un elipsoid de volum egal.*

Johnson și Brown [23] au calculat curbele de magnetizare pentru *particule unidomeniale avînd anizotropie magnetocristalină cubică.* În acest caz energia sistemului se scrie

$$\epsilon = K(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \alpha^2\gamma^2) - \mu H M_s \cos \psi, \qquad \text{X(V.3.18)}$$

unde α, β, γ sînt cosinușii directori ai magnetizării M_s în raport cu un sistem de coordonate carteziene (x, y, z) iar ψ unghiul între direcția cîmpului extern și magnetizare. Relația (XV.3.18) se poate scrie

$$\epsilon/K = (K/|K|)\,(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) - h \cos \psi, \qquad \text{(XV.3.19)}$$

unde $h = \mu H M_s/|K|$.

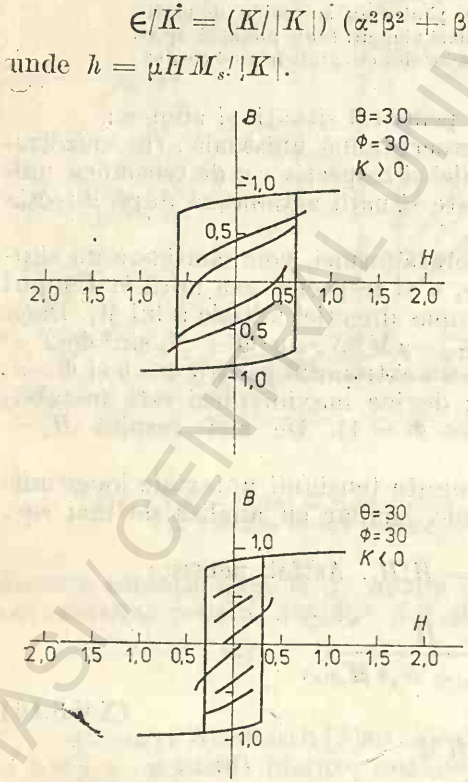


Fig. XV.10. — Curbe de histereză calculate pentru particule cu anizotropie magnetocristalină cubică, pentru $K > 0$ și respectiv $K < 0$.

Inducția spontană redusă B_r este dată de $B_r = B_i/B_s = \cos \psi$, unde B_i este proiecția inducției pe direcția cîmpului extern H.

Relația (XV.3.19) permite calculul energiei, pentru o situație generală. Pentru o valoare h dată (pozitivă sau negativă) se calculează energia redusă pe o emisferă cu raza unitate ($0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$) și se caută minimul acesteia. Semnul lui K, valoarea lui h și orientarea acesteia sînt date. Magnetizarea se poate deplasa pe emisfera considerată, odată cu modificarea coordonatelor θ și Φ. Pentru $\theta = 0$(pol) se cere un calcul special. Semnul lui K determină direcția de ușoară magnetizare, care pentru $K < 0$ este [111] în timp ce pentru $K > 0$ este [100]. Ca urmare a relațiilor de simetrie, pentru a acoperi toate orientările posibile, direcțiile (Φ_H, θ_H) ale lui H, iau valorile $0 \leqslant \Phi_H \leqslant \pi/4$; $0 \leqslant \theta_H \leqslant \mathrm{tg}^{-1}(\sec \Phi_H)$. Așa cum se vede din figura XV.10. curbele de histereză calculate, sînt similare cu acelea evidențiate în

cazul unei anizotropii uniaxiale. În general pot fi obținute 6 curbe stabile pentru $K > 0$ și 8 pentru $K < 0$. Similar se pot calcula curbele de magnetizare pentru un sistem de particule ce nu interacționează, avînd axele de simetrie orientate aleator. Valorile numerice ale inducției remanente B_r obținute prin integrarea numerică (la modificări ale lui θ_H și Φ_H prin 15°) sînt $B_r/B_s = 0{,}832$ ($K > 0$) și 0,872 ($K < 0$). Rezultate similare obține Gans [24] și anume, $B_r/B_s = 0{,}831$ și respectiv 0,866.

Să enumerăm cîteva studii efectuate asupra ansamblului de particule ce au o anizotropie magnetocristalină diferită de cea uniaxială.

Néel [2] a calculat cîmpul coercitiv al unui sistem de sfere orientate aleator obținînd $H_c = 0{,}64\ K/\mu M_s$. Wohlfarth [25] a studiat comportarea particulelor ce au 3 direcții de ușoară magnetizare coplanare, cel mai simplu model al pulberilor de hematită. Dzyaloshinsky [26] a presupus că numărul de direcții de ușoară magnetizare în planul de bază este 6 iar direcția cîmpului extern este situată în acest plan. Prache [27] a studiat comportarea particulelor cu anizotropie magnetocristalină cubică, cîmpul extern fiind situat în planul principal. Granzhorn [28] a calculat de asemenea curba de histereză pentru particule avînd simetria cubică, orientate aleator.

Pentru particule la care *anizotropia de formă* este dominantă, în acord cu relația (XV.3.16a), avem $H_c \propto (N_b - N_a) = N(r)$. Valorile $N(r)$ reprezentative sînt date în tabelul I.4. Pentru un ansamblu de particule, poate avea o gamă extinsă de valori, și ca atare $H_c \propto \langle N(r) \rangle$ unde prin $\langle\ \rangle$ am notat valoarea medie. Prima analiză de acest tip a fost dată de Néel [2] care a presupus că funcția de distribuție de volum, $g(r)$, a valorilor $N(r)$ nu depinde de r. Wohlfarth [20] a considerat o varietate de forme pentru $g(r)$. Acestea au inclus și o formă gaussiană ce a putut fi folosită la analiza comportării particulelor fine de Fe-Ni [30] justificînd faptul că $H_c/M_s \simeq 0{,}5$. Concluzia de mai sus a fost obținută alegînd o valoare rezonabilă pentru deviația medie de la forma sferică, pentru care $\langle r \rangle = 1$.

Pentru un amestec de particule la care fracția de volum c are un cîmp coercitiv constant H_{c1} mai mic ca H_{c2} a fracțiunii $(1-c)$, coercivitatea sistemului descrește rapid pe măsura creșterii lui c, în special dacă $H_{c1} \ll H_{c2}$.

Osmond [31] a admis pentru $g(r)$ o distribuție gaussiană caracterizată printr-o valoare medie $\langle r \rangle = 1{,}3$ și o deviație rezonabilă de la această valoare medie, calculînd curbele de magnetizare pentru particule de γ-Fe_2O_3. Valoarea H_c este mai mică ca cea caracteristică sistemului de particule identice cu $r = \langle r \rangle$. Alte studii au evidențiat de asemenea valori ale cîmpului coercitiv al ansamblului de particule mai mici ca cele ce corespund dimensiunii medii [32–34]. Se poate deci conchide că variațiile de dimensiune conduc la scăderea cîmpului coercitiv al ansamblului de particule.

Să analizăm situația în care procesele de magnetizare sînt neomogene. Am evidențiat deja în paragraful XVI.4.1 că în cazul unui cilindru cu anizotropie uniaxială, modurile de nucleație ce implică curbarea și respectiv ondularea magnetizării conduc în anumite situații la cîmpuri de nucleație mai mici, ca cele corespunzătoare rotațiilor la unison. Cîmpul de nucleație h_n și respectiv cel coercitiv pentru *ondularea* magnetizării este

$$h_n = h_c = -1{,}08\ s^2. \qquad \text{(XV.3.20)}$$

Pentru curbarea magnetizării [15] avem:

$$h_c \simeq h_n \simeq -1 \quad (s \ll 1); \quad h_c < h_n \simeq 1{,}29\ s^{-2/3} (s \gg 1). \qquad \text{(XV.3.21)}$$

Un calcul mai exact al modului de nucleaţie prin curbare [12, 35] evidenţiază că pentru $s < 2$, h_n este cu mai puţin de 1% mai mic ca valoarea determinată din calculul aproximativ. Lungimea de undă ce caracterizează curbarea magnetizării devine infinită pentru $s \to 0$ şi deci acest mod devine identic cu rotaţia la unison. Ca atare, rotaţia la unison poate fi un mod de nucleaţie pentru cilindrii de rază mică ($s < 1$).

Calculele prezentate în secţiunea precedentă au fost extinse pentru a determina valorile superioare şi inferioare ale cîmpului de nucleaţie ale prismelor de lungime infinită cu secţiunea pătrată [36]. Aharoni [37] şi Brown [38] generalizează analiza pentru cazul secţiunilor dreptunghiulare. Modurile de nucleaţie considerate, prin analogie cu denumirile introduse anterior, sînt denumite *rotaţie în cvasiunison* şi respectiv un *mod modificat de ondulare a magnetizării*. În aceste situaţii se determină limitele superioare şi inferioare ale cîmpului de nucleaţie. Aceste valori sînt rezonabil de apropiate şi ca atare se poate estima, cîmpul de nucleaţie pentru rotaţia în cvasiunison. Pentru ondularea magnetizării, valorile limită nu diferă mult dacă secţiunea este apropiată de cea a unui pătrat. Intervalul între valorile extreme creşte dacă secţiunea este un dreptunghi la care raportul între laturi este mare şi diferă printr-un ordin de mărime pentru un raport al laturilor de 1/10.

Ilustrăm discuţia de mai sus prin rezultatele obţinute în cazul rotaţiei în cvasiunison. În figura XV.11 se prezintă limitele superioară şi inferioară ce corespund celei mai mari valori proprii $h_{nr} = -H_n/M - -2K_1/\mu M_s^2$, în funcţie de raportul laturilor b/a [37]. Datele obţinute pentru $b = a$ coincid cu valoarea calculată de Brown [36].

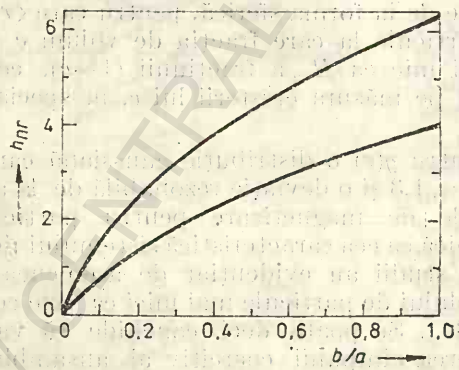


Fig. XV.11. — Valorile superioare şi inferioare ale cîmpurilor de nucleaţie la rotaţia în cvasiunison a magnetizării, pentru diferite raporturi ale laturilor secţiunii.

Calculele prezintă interes deosebit, deoarece permit testarea teoriei micromagnetice, în studiul monocristalelor de fier alungite (wisker) ce au o secţiune aproape pătrată. Modurile de nucleaţie în aceste situaţii sînt mai complicate ca cele prin rotaţie la unison sau prin ondularea magnetizării. În acest caz apar componente perpendiculare la axa prismei şi ca atare cîmpul în material nu mai este omogen.

Să analizăm curba de magnetizare pentru un *cilindru infinit de lung, de rază R în care cîmpul extern face unghiul θ cu axa cilindrului*. Pentru a calcula $H_c(\theta)$ şi $h_n(\theta)$ pentru diferite raze reduse $s = R/R_0$ s-au

făcut următoarele presupuneri [39]: (a) modul de nucleaţie este fie rotaţia la unison, fie prin ondulare; (b) modul real de nucleaţie va fi dat de modul cu cea mai mică valoare negativă a cîmpului de nucleaţie; (c) saltul discontinuu al magnetizării, după nucleaţie, se termină în poziţia cu cea mai mică valoare a energiei.

Pentru această situaţie este dificil de a se determina întregul spectru de valori proprii ale ecuaţiilor Brown. Se poate arăta că modul

$$\alpha = -(B/\cos\theta)\sin\varphi\, B_1\{1{,}841\, r/R\}\,;\ \beta = B\cos\varphi B_1\{1{,}841\, r/R\} \tag{XV.3.22}$$

reprezintă o funcţie proprie şi valoarea proprie este independentă de (Φ, θ) şi egală cu cîmpul de nucleaţie pentru $\theta = 0$ şi anume

$$h_{ni} = -1{,}08 s^{-2}. \tag{XV.3.23}$$

Am notat prin (α, β) cosinuşii directori ai magnetizării, în sistemul de coordonate cartezian, ce caracterizează echilibrul înainte de nucleaţie, (r, φ, z) sînt coordonatele cilindrice, B_1 reprezintă funcţia Bessel de tipul 1 şi ordinul 1, iar B este o constantă.

Cîmpul intern H_i este format din cîmpul extern H şi cel de demagnetizare. Deci

$$H_i = (M_s/2)\sin^2\Phi + H\cos(\theta - \Phi). \tag{XV.3.24}$$

Folosind (XV.3.24) şi condiţia de nucleaţie (XV.3.15), care în cazul de faţă se scrie $-(1/2)\sin 2\Phi + h\sin(\theta - \Phi) = 0$, se obţine

$$(M_s^2/4)\sin 2\Phi - HM_s\sin(\theta - \Phi) = 0. \tag{XV.3.25}$$

Ţinînd seama de relaţiile (XV.3.23) — (XV.3.25), avem

$$h_n = 2H_n/M_s = -1{,}08 s^{-2}(1 - 1{,}08 s^{-2})/[(1 - 1{,}08 s^{-2})^2 - (1 - 2{,}16 s^{-2})\sin^2\theta]^{1/2}. \tag{XV.3.26}$$

Relaţia (XV.3.26) arată că spre deosebire de cîmpul de nucleaţie intern, cel extern depinde şi de θ. Pentru $\theta = 0$ avem $h_n = h_{ni}$, în acest caz cîmpul de demagnetizare tinde la zero. Pentru raze mari ale cilindrului $s \to \infty$, respectiv $h_{ni} \to 0$ (rotaţia complet neomogenă) avem $h_n(\theta) = h_n(0)/\cos\theta$. Astfel numai componenta paralelă a cîmpului acţionează în procesul de magnetizare ireversibil.

Să notăm prin Φ_0 valoarea critică a lui Φ pentru care începe nucleaţia. Din condiţiile de mai sus rezultă că $h_c = h_n$ în măsura în care $\cos(\theta - \Phi_0) = \cos\psi_0 \geqslant 0$. Dacă $\cos\psi_0 < 0$ avem $|h_c| < |h_n|$ şi h_c este dată de valoarea obţinută de Stoner şi Wohlfarth [3]. În figura XV.12 prezentăm valorile cîmpului coercitiv pentru diferite unghiuri θ între axa cilindrului şi cîmpul extern şi respectiv valori ale razelor reduse s.

Analiza valorilor $H_c(0)$ pentru particule unidomeniale alungite folosite la realizarea de magneţi [40—42], magneţi alnico anizotropi, [43], particule de γ-Fe_2O_3 [44], evidenţiază prezenţa unui maxim ce constituie o indicaţie a faptului că magnetizarea se inversează în mod neomogen [35]. Wohlfarth [45] evidenţiază însă că un maxim în valorile $H_c(0)$

poate apare și la rotația în unison, pentru o anumită distribuție a axelor particulelor.

Pierderile prin histereză pe unitatea de volum și ciclu W_{rc} cît și pierderile prin histereza de rotație W_r au fost calculate pentru ansamble de particule independente avînd anizotropie uniaxială, care își modifică magnetizarea prin rotație în unison [19, 46—48] sau prin moduri neomogene [39, 46—49]. Curbele de histereză de rotație $W_R(h)/\mu_0 M_s^2$ pentru un ansamblu de particule cilindrice infinit de lungi, aliniate și respectiv avînd orientarea aleatoare sînt date în figura XV.13, în funcție de $h = \mu H M_s/2K = 2H/M_s$. Parametrul $s = b/b_0$, unde $b_0 = (\mathcal{J}/\mu)^{1/2}/M_s$ [39].

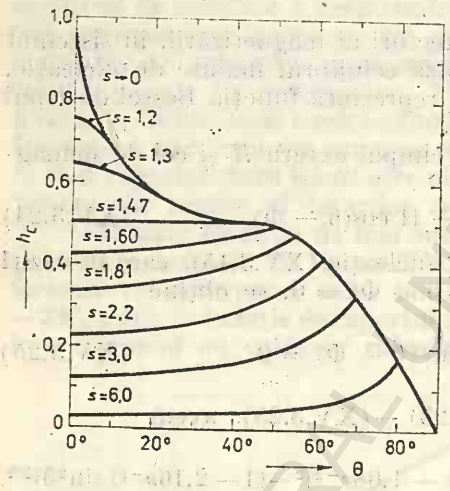


Fig. XV.12. — Valorile cîmpului coercitiv pentru diferite raze reduse și orientări ale cîmpului extern în raport cu axele de simetrie ale particulelor cilindrice de lungime infinită.

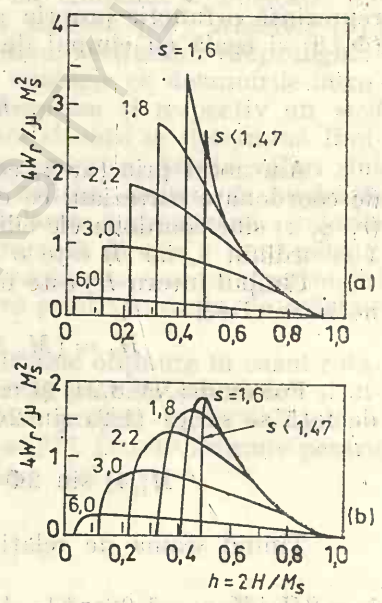


Fig. XV.13. — Curbele de histereză prin rotație pentru un ansamblu de particule cilindrice infinit de lungi aliniate (a) și respectiv orientate aleator (b).

Curbele obținute pentru $s < 1{,}47$ descriu și comportarea particulelor avînd anizotropie uniaxială, la care inversarea magnetizării se face prin rotații în unison. În cazul rotațiilor complet neomogene ($s \gg 1$) și probe avînd orientări aleatoare [49, 50] se obține:

$$W_{rc} = 4\mu_0 H_0 M_s(1 - H_0/H),\ H > H_0,$$
$$W_r = 4\mu_0 H_0 M_s(1 - H_0^2/H^2),\ H > H_0, \qquad \text{(XV.3.27)}$$

unde $H_0 = H_p$ cu $H_p = M_s h_i/2$ iar $h_i = h_{ni}$ este dat de relația (XV.2.23).

Valorile W_{rc} și W_r depind de funcția de distribuție $g(H_0)$ a cîmpurilor critice ale particulelor. Dacă nu există interacții între particule, pentru

un mod uniform de magnetizare, această funcţie de distribuţie poate fi determinată din curbele de histereză prin rotaţie [49].

Integralele de histereză P' şi P, definite mai jos, nu depind de funcţia de distribuţie, fiind invariante la $g(H_0)$

$$P' = \int_0^\infty W_{rc}(\mu M_s)^{-1}\, d(H^{-1}), \qquad \text{(XV.3.28)}$$

$$P = \int W_r(\mu M_s)^{-1}\, d(H^{-1}). \qquad \text{(XV.3.29)}$$

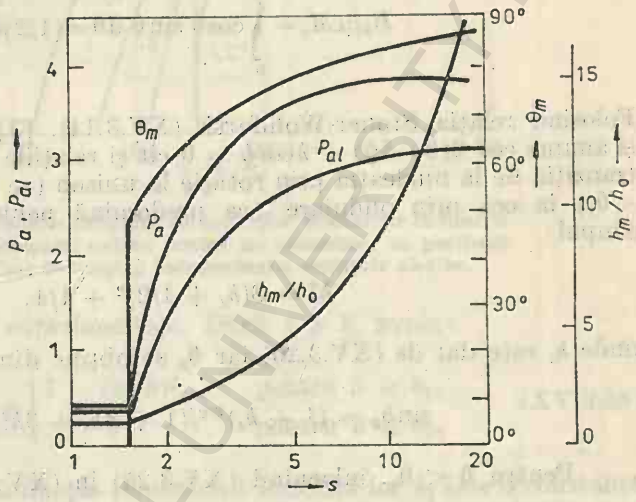


Fig. XV.14. — Integralele de histereză prin rotaţie pentru un ansamblu de particule cilindrice aliniate P_a şi respectiv orientate aleator P_{al}.

Prezentăm în figura XV.14 valorile integralelor de histereză prin rotaţie pentru un ansamblu de particule cilindrice aliniate P_a şi respectiv orientate aleator P_{al}, calculate folosind datele din figura XV.13 [51]. În aceeaşi figură se redă raportul între cîmpul coercitiv redus maxim h_m şi cîmpul coercitiv redus h_0 (pentru $\theta = 0$) cît şi unghiul θ_m pentru care $h = h_m$. Aceste date sînt reprezentate în funcţie de raza redusă s. Toate cele patru mărimi reprezentate în figura XV.14 au fost măsurate pentru un ansamblu de particule lungi, pentru care forma de cilindru infinit reprezintă o bună aproximaţie [47]. Razele particulelor cilindrice deduse din compararea valorilor calculate cu datele experimentale sînt redate în tabelul XV.2. Concordanţa pare satisfăcătoare, cu toate că analiza

TABELUL XV.2

Diametrele particulelor cilindrice calculate şi determinate experimental

Material	Diametrul măsurat (Å)	Dimensiunea calculată (Å) din :				
		h_m/h_0	θ_m	P_a	P_{al}	h_0
Fe	150±35	180	190	220	240	320
Fe—Co	200±35	180	240	220	240	310

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ia în considerare un model idealizat. Experimental se observă că valorile P cresc cu dimensiunea particulei [52] în concordanță cu modelul.

Interes prin aplicațiile tehnice o prezintă problema corelației dintre cîmpul coercitiv și dimensiunea particulei. Pentru a obține magneți permanenți cu calități superioare este necesar a utiliza particule fine cu l/d mare. O altă proprietate de interes este inducția remanentă, B_r (vezi paragraful I.4.2). Inducția remanentă poate fi calculată analizînd în mod distinct particule avînd dimensiuni mai mici sau mai mari ca $s = 1{,}47$.

Pentru $s > 1{,}47$, unghiul critic θ_m pentru saltul discontinuu crește monoton cu cîmpul extern, de la $\theta \equiv 0$ și deci [51]

$$B_r/\mu M_s = \int_0^0 \cos\theta \sin\theta \, d\theta = (1/2)\sin^2\theta \cdot \qquad \text{(XV.3.30)}$$

Folosind relația Stoner-Wohlfarth (XV.3.14), [3] pentru cîmpul critic, și anume $\cos 2(\theta - \psi) + h\cos\psi = 0$ cît și relațiile (XV.3.24) și (XV.3.25) tranziția de la nucleația prin rotație la unison (ce predomină pentru $\theta < \theta_k$) la cea prin ondulare (ce predomină pentru $\theta > \theta_k$) se face la cîmpul

$$h_k^2 = 3(h_t + 1/2)^2 + 1/4, \qquad \text{(XV.3.31)}$$

unde h_t este dat de (XV.3.20) iar θ_k se obține din relația

$$\sin\theta_k = (1 + h_t)^{3/2}/(1 + 3h_t + 3h_t^2)^{1/2}. \qquad \text{(XV.3.32)}$$

Pentru $\theta < \theta_k$, înlocuind (XV.3.25) în (XV.3.30) obținem

$$B_r/\mu M_s = [(1 + h_t)^2/2(1 + 2h_t)] \, [1 - (h_t/h)^2]. \qquad \text{(XV.3.33)}$$

La $\theta > \theta_k$, dependența unghiului critic de cîmpul critic a fost tabelată de Stoner și Wohlfarth [3]. Trebuie să notăm că în această regiune părțile inițiale ale curbelor de remanență, pentru un ansamblu de particule parțial orientat cu $\theta_m < \theta_k$ sînt asemănătoare cu cele pentru un ansamblu de particule orientate aleator.

Pentru $s = 1{,}47$, va apare o discontinuitate în curba de remanență. La $h = 0{,}5$ aceasta atinge imediat valoarea $B_r/\mu M_s = 0{,}25$ și după aceea inducția remanentă este dată de previziunile modelului implicînd rotații în unison. Acest fapt evidențiază că pentru $s > 1{,}47$ și $h > h_k$, curbele de remanență coincid cu cele pentru $s = 1{,}47$.

Pentru $s < 1{,}47$, unghiul critic nu mai este o funcție monotonă de cîmp. Pînă la cîmpul critic dat de relația (XV.3.31) magnetizarea se modifică prin rotație în unison și deci curba de remanență este descrisă de situația în care $s \to 0$. Pentru h cuprins între h_k și h_t avem:

$$B_r/\mu M_s = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos\theta \sin\theta \, d\theta = (1/2)(\sin^2\theta_2 - \sin^2\theta_1), \qquad \text{(XV.3.34)}$$

unde θ_1 este dat de relaţiile (XV.3.26) şi (XV.3.23) iar θ_2 este unghiul caracterizînd rotaţiile la unison [3]. Pentru $h > h_i$ curba va coincide cu cea obţinută pentru $s = 1{,}47$.

Valorile B_r calculate, în funcţie de cîmpul extern [51], sînt prezentate în figura XV.15. Se evidenţiază faptul că pentru $s > 0$ curbele de-

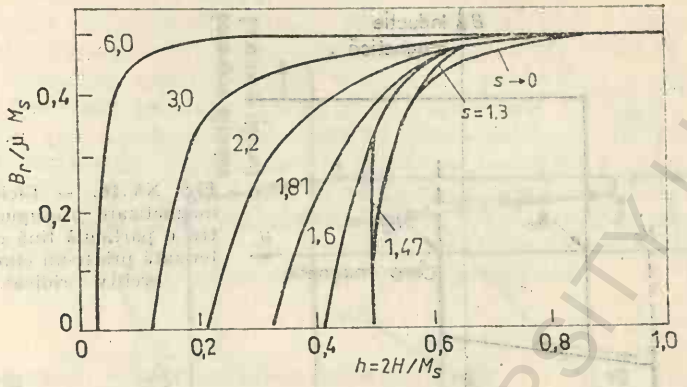


Fig. XV.15. — Valorile calculate ale inducţiei remanente în funcţie de intensitatea cîmpului extern pentru un ansamblu de particule cilindrice, infinit de lungi şi independente, orientate aleator.

scriu mai bine datele experimentale. Dacă $s \gg 1$, avem:

$$\frac{B_r}{B_{r,\max}} = \begin{cases} 1 - (h_1/h)^2, & \text{pentru } h \geqslant h_1, \\ 0 & \text{pentru } h \leqslant h_1, \end{cases} \qquad \text{(XV.3.35)}$$

unde $B_{r,\max}$ reprezintă inducţia remanentă maximă iar h_1 este o constantă avînd ordinul de mărime al cîmpului coercitiv redus.

b) Procese de magnetizare în materiale magnetice dure

Să analizăm *procesele de magnetizare* în particule unidomeniale ce au *anizotropie ridicată* ca de exemplu $SmCo_5$. Studiile arată că în acest caz procesele neuniforme sînt dominante. Cîmpul coercitiv este mult mai mic decît cîmpul de anizotropie evidenţiind că magnetizarea se realizează prin procese implicînd deplasarea pereţilor de domeniu [53]. Un astfel de proces presupune prezenţa unui perete de domeniu care se mişcă prin cristal, şi întîlneşte anumite imperfecţiuni care acţionează ca poziţii de fixare. Imperfecţiunile pot fi asociate cu cîmpurile de tensiuni mecanice.

Procesele de magnetizare implicînd prezenţa pereţilor de domeniu pot fi caracterizate prin două cîmpuri critice: (1) cîmpul de nucleaţie H_n necesar a introduce (nuclea) un perete de domeniu în particula magnetizată uniform; (2) cîmpul de fixare H_p necesar a deplasa în mod ireversibil un perete prins în poziţiile de fixare. Pentru definirea valorilor H_n şi H_p ne vom referi la un ciclu de magnetizare ipotetic (fig. XV.16). Plecînd de la situaţia în care magnetizarea particulei este saturată în cîmp pozitiv puternic, la scăderea şi respectiv inversarea cîmpului magnetic

extern, aceasta rămîne saturată pînă la valoarea H_n, cînd se produce nucleația unui perete. Peretele se deplasează pînă cînd întîlnește poziții de prindere. Între pozițiile de fixare părți din perete pot efectua deplasări reversibile la scăderea și respectiv creșterea cîmpului extern. Aceasta determină partea oblică a curbei de magnetizare. Dacă cîmpul crește în sens

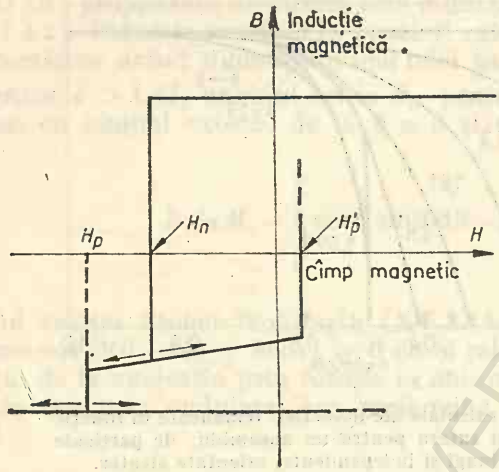


Fig. XV.16. — Ciclul de magnetizare presupus pentru o particulă fină caracterizată printr-un cîmp coercitiv ridicat.

negativ pînă la H_p, peretele se eliberează din pozițiile de prindere și dispare conducînd la o stare saturată magnetic; magnetizarea este orientată în sens invers direcției inițiale. La scăderea cîmpului extern de la valori negative și respectiv creșterea acestuia (după ce trece prin $H = 0$) pînă la valoarea H'_p peretele se va desprinde și deplasa în sens opus. Cîmpul H'_p depinde de natura și configurația pozițiilor de prindere a peretelui și poate fi simetric sau nu în raport cu H_p.

Compararea acestei curbe ipotetice cu datele experimentale evidențiază că procesele reale de magnetizare sînt în acord cu modelul propus. Folosind o tehnică specială, Zijlstra [54, 55] și Becker [56] au obținut curba de histereză pentru particule fine de $SmCo_5$. Redăm în figura XV.17 curba de magnetizare determinată pentru o particulă cu diametru de 5μ, la care cîmpul extern coincide cu direcția de ușoară magnetizare[55]. Plecînd de la o stare saturată magnetic, la suprafața particulei este nucleat un perete de domeniu la $5{,}6 \cdot 10^4$A/m (0,7 kOe) (punctul A fig. XV.17). Sub acțiunea cîmpului extern, peretele expandează, dar rămîne fixat lîngă suprafață pînă la atingerea valorii corespunzătoare cîmpului coercitiv (fig. XV.18a). În această situație peretele efectuează un salt și este prins lîngă suprafața opusă (fig. XV.18b). La scăderea intensității cîmpului extern peretele devine liber și se deplasează prin cristal pînă întîlnește o poziție de care este prins (fig. XV.18c). Aceste poziții de fixare ale peretelui par a fi concentrate într-un strat subțire lîngă suprafață. Grosimea stratului este proporțională cu diferența între magnetizarile punctului C (fig. XV.17) și respectiv valoarea de saturație. Dacă, după salt cîmpul magnetic extern crește, peretele pătrunde în stratul de suprafață și este fixat de acesta (E fig. XV.17), iar apoi fie că părăsește cristalul la $H \simeq 0{,}8 \cdot 10^6$A/m (10 kOe) (punctul D, fig. XV.17), fie că formează un domeniu rudimentar, ce constituie punctul de plecare în reversarea magnetizării [57].

Păstrînd cîmpul extern între anumite valori, curbele de histereză minore sînt contractate și se apropie ca formă de linii drepte, comportare ce pledează pentru prezența unor deplasări reversibile ale peretelui de domeniu. Susceptivitatea reversibilă χ_{rev}[54] este invers proporțională cu pătratul cîmpului coercitiv, H_c^{-2}(fig. XV.19).

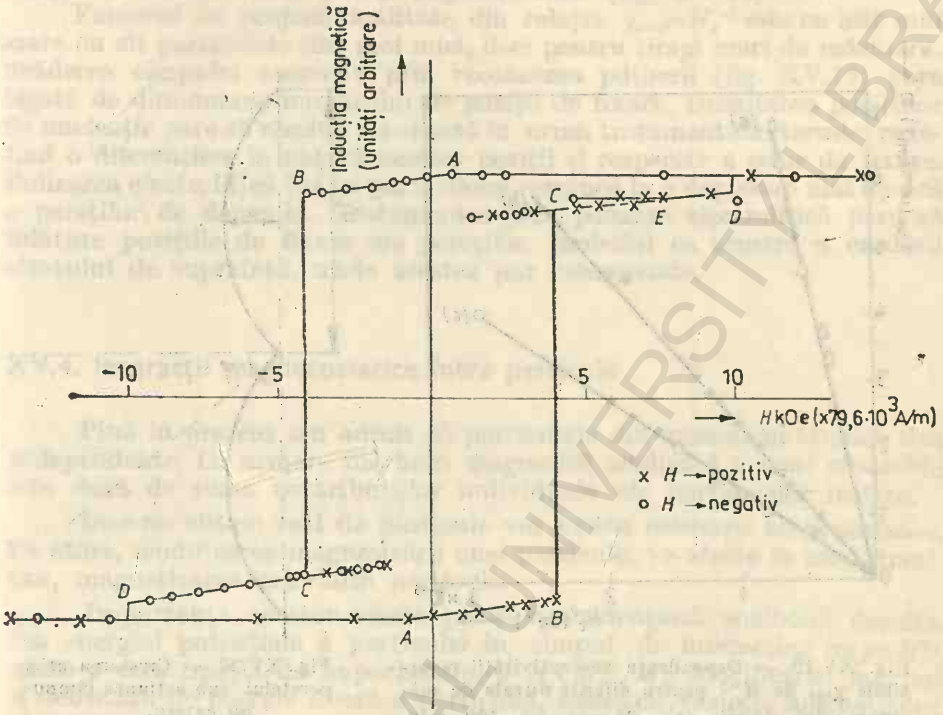


Fig. XV.17. — Curbă de magnetizare pentru o particulă de $SmCo_5$, cu dimensiunea de 5μ

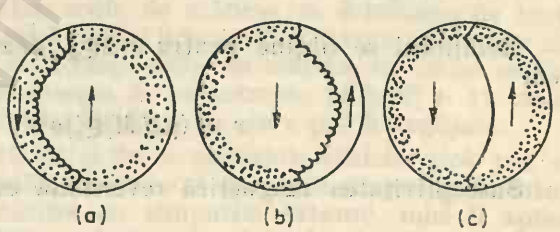


Fig. XV. 18.— Procese de magnetizare la un cristal caracterizat printr-un cîmp coercitiv ridicat.

Să considerăm un perete fixat ca în figura XV.20. Sub acțiunea unui cîmp extern, H, aria unitate va crește prin ΔS

$$\Delta S = u_0 x^2 a^{-2}. \qquad \text{(XV.3.36)}$$

Am notat prin a distanța medie între pozițiile de prindere, x este deplasarea maximă și u_0 un factor geometric de ordinul unu. Volumul Δv pe aria unitate în care magnetizarea va fi inversată, este $\Delta v = u_1 x$ unde u_1 este un coeficient de ordinul lui unu. Energia magnetică a sistemului se

va modifica prin

$$\Delta\epsilon_{mag} = \epsilon'_p \Delta S - 2\mu H M \Delta v = u_0 \epsilon'_p (x^2/a^2) - 2u_1 \mu H M x, \qquad \text{(XV.3.37)}$$

unde ϵ'_p este energia peretelui pe aria unitate.

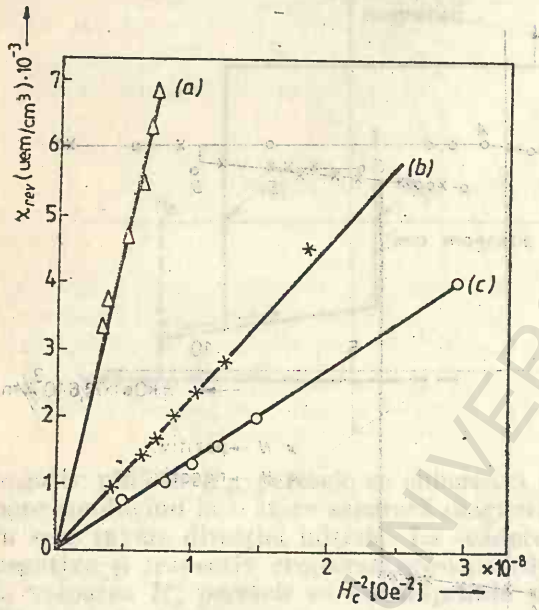


Fig. XV.19. — Dependența susceptivității reversibile χ_{rev} de H_c^{-2} pentru diferite durate de măcinare: (a)—15 min, (b)—30 min, (c)—120 min. Variabila în lungul liniilor reprezintă timpul de tratament termic la 100°C.

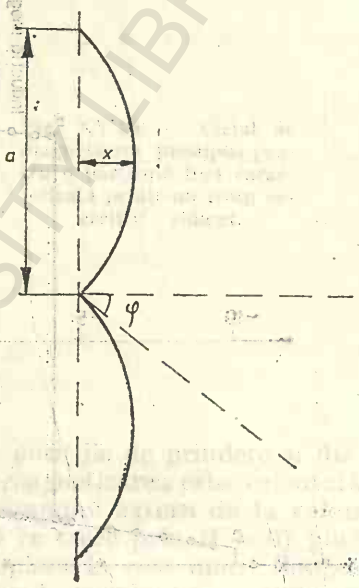


Fig. XV.20. — Creșterea ariei peretelui sub acțiunea cîmpului extern.

Echilibrul se obține pentru $\partial(\Delta\epsilon_{mag})/\partial x = 0$. Dacă $u_0 \simeq 1$ și $u_1 \simeq 1$ avem

$$x = (\mu H M/\epsilon'_p) a^2. \qquad \text{(XV.3.38)}$$

Susceptivitatea magnetică reversibilă este

$$\chi_{rev} = (2M\Delta v/H) S = (2\mu M^2 a^2/\epsilon'_p)\, S, \qquad \text{(XV.3.39)}$$

unde S reprezintă aria totală a peretelui pe unitatea de volum.

Forța exercitată asupra pozițiilor de fixare este determinată de energia peretelui și unghiul limită φ(fig. XV.20), respectiv de raportul $(x/a)_{crit}$. Cîmpul de fixare H_p este dependent de o valoare $(x/a)_{crit}$. În acest caz, cîmpul coercitiv, în acord cu relația (XV.3.38), este

$$H_c = \frac{\epsilon'_p}{\mu a H} \cdot (x/a)_{crit}. \qquad \text{(XV.3.40)}$$

Eliminînd pe a din relațiile (XV.3.40) și (XV.3.39), se obține

$$\chi_{rev} = \frac{2S\,\epsilon'_p}{\mu\,H_c^2}\left(\frac{x}{a}\right)_{crit}, \qquad \text{(XV.3.41)}$$

relație ce descrie bine datele experimentale (fig. XV.19).

Factorul de proporționalitate din relația $\chi_{rev} \propto H_c^{-2}$ este cu atît mai mare cu cît particulele sînt mai mici, deci pentru timpi mari de măcinare. Scăderea cîmpului coercitiv prin recoacerea pulberii (fig. XV.19) pare legată de diminuarea numărului de poziții de fixare. Densitatea pozițiilor de nucleație pare să rămînă constantă în urma tratamentului termic, reliefînd o diferențiere în natură acestor poziții și respectiv a celor de fixare. Polizarea electrolitică [54] a particulelor conduce la o deplasare mai ușoară a pereților de domeniu. Tratamentul prin polizare electrolitică pare să înlăture pozițiile de fixare ale pereților, probabil ca urmare a erodării stratului de suprafață, unde acestea par concentrate.

XV.4. Interacții magnetostatice între particule

Pînă în prezent am admis că particulele din ansamblul studiat sînt independente. Ca urmare mărimea magnetică analizată a unui ansamblu este dată de suma contribuțiilor individuale ale particulelor izolate.

Într-un sistem real de particule vor exista *interacții magnetostatice*. Ca atare, modificarea magnetizării unei particule, va afecta în mod simultan, magnetizarea celorlalte particule.

Importanța acestor efecte poate fi evidențiată analizînd densitatea energiei potențiale a particulei în cîmpul de interacție, ($\propto p\mu M_s^2$), unde p este fracția de împachetare, $p = \langle M_s \rangle / M_s$. Modificarea maximă a densității de energie liberă a particulei, odată cu variația magnetizării, este proporțională cu constanta de anizotropie. Dacă predomină anizotropia de formă ($K/\mu M_s^2 \ll 1$) energia de anizotropie este proporțională cu μM_s^2 și deci poate avea același ordin de mărime ca densitatea de energie a cîmpului de interacție. Astfel efectul interacțiilor asupra mărimilor magnetice analizate, poate fi de același ordin de mărime ca însăși mărimea studiată. Dacă predomină energia de anizotropie ($K/\mu M_s^2 \gg 1$), efectele interacțiilor pot fi de ordinul $\mu M_s^2/K$ și ca atare pot fi neglijate.

Curbele de remanență cît și de magnetizare anhisteretică pot constitui o excepție de la regulile de mai sus deoarece cîmpurile de interacție sînt comparabile ca mărime cu cîmpurile externe, mici H aplicate. În consecință susceptivitățile anhisteretice inițiale sînt în esență independente de raportul $K/\mu M_s^2$. Mărimile anhisteretice pot fi deci utile în studiul efectelor interacțiilor magnetice.

Într-un material real, efectele interacțiilor magnetostatice între particule, în general, nu pot fi studiate riguros. Aproximațiile folosite în analiza acestei probleme au în vedere [35]: (a) calcule riguroase pentru unele modele simple; (b) aproximații bazate pe analiza rezultatelor experimentale; (c) aproximații ce pleacă de la modele teoretice.

Să analizăm pentru început interacțiile între două *particule sferice*, urmînd apoi să generalizăm discuția pentru cazul unui lanț de sfere. Cele

două particule au anizotropii uniaxiale şi sînt separate prin distanţa r (fig. XV.21). Notînd prin $\mathbf{m}_1$ şi $\mathbf{m}_2$ momentele magnetice ale celor două particule, energia de interacţie, $\epsilon_i = \mathbf{m}_i\mathbf{B}$, ţinînd seama de relaţia (I.3.16)

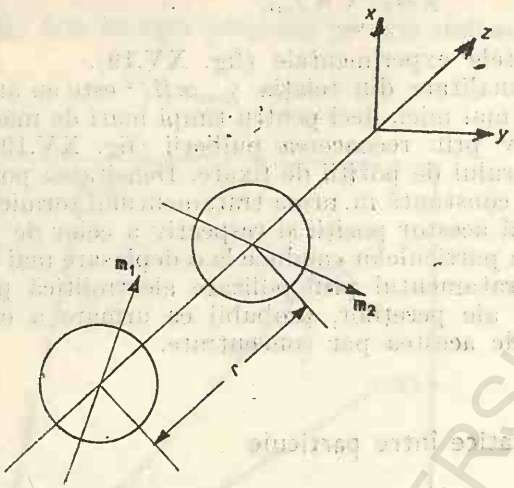


Fig. XV.21. — Schemă folosită pentru calculul interacţiilor magnetostatice între două particule sferice.

se poate scrie:

$$\epsilon_i = \frac{\mu}{4\pi}\left[\frac{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2}{r^3} - \frac{3\mathbf{m}_1(\mathbf{m}_2\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5}\right]. \qquad \text{(XI.4.1)}$$

Relaţia (XV.4.1) este exactă în cazul particulelor sferice. Dacă $m_1 = m_2 = vM_s$ şi $\mathbf{m}_i = M_s v(\alpha_i\mathbf{i} + \beta_i\mathbf{j} + \gamma_i\mathbf{k})$, cu $i = 1, 2$, avem

$$\epsilon_i = \frac{\mu}{4\pi}\left[\frac{v^2M_s^2}{r^3}(\alpha_1\alpha_2 + \beta_1\beta_2 - 2\gamma_1\gamma_2)\right]. \qquad \text{(XV.4.2)}$$

Energia totală a sistemului însumează energia de anizotropie ϵ_a, energia cîmpului extern ϵ_H şi termenul (XV.4.2) deci [58] $\epsilon = \epsilon_i + \epsilon_H + \epsilon_a$. Ca atare

$$\epsilon = v\left[-K(\gamma_1^2 + \gamma_2^2) - \mu H M_s(\gamma_1 + \gamma_2) + \right. \qquad \text{(XV.4.3)}$$

$$+\left(\frac{\mu}{4\pi}\right)\cdot v\cdot\left(\frac{M_s^2}{r^3}\right)(\alpha_1\alpha_2 + \beta_1\beta_2 - 2\gamma_1\gamma_2),$$

unde K poate fi datorat anizotropiei de formă sau anizotropiei magnetocristaline.

Deoarece $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha^2 + \beta^2)}$, condiţiile de echilibru se scriu

$$\frac{\partial\epsilon}{\partial\alpha_1} = \xi\alpha_1 + C\alpha_2 = 0; \quad \frac{\partial\epsilon}{\partial\alpha_2} = C\alpha_1 + \xi\alpha_2 = 0, \qquad \text{(XV.4.4)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

un de

$$C = \left(\frac{\mu}{4\pi}\right)\cdot\left(\frac{vM_s^2}{r^3}\right); \quad \xi = K + \mu M_s H + 2C. \qquad \text{(XV.4.5)}$$

Relațiile (XV.4.4) sînt independente numai dacă $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Condițiile de stabilitate sînt:

$$\frac{\partial^2 \in}{\partial \alpha_1^2}\cdot\frac{\partial^2 \in}{\partial \alpha_2^2} - \left(\frac{\partial^2 \in}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_2}\right)^2 = \xi^2 - C^2 > 0; \quad \frac{\partial^2 \in}{\partial \alpha_i^2} = \xi > 0. \qquad \text{(XV.4.6)}$$

Acestea sînt satisfăcute pentru $\xi > C$, respectiv $\mu M_s H > -(K + (\mu/4\pi)\cdot(vM_s^2/r^3)$. Cîmpul de nucleație H_n la care apare instabilitatea, este dat de

$$H_n = H_c = -\left(\frac{2K}{\mu M_s} + \frac{v}{4\pi}\cdot\frac{M_s}{r^3}\right). \qquad \text{(XV.4.7)}$$

Relația de mai sus evidențiază că interacțiile între particule conduc la creșterea cîmpului coercitiv comparativ cu valoarea caracteristică unei particule izolate. Pentru $K \gg \mu M_s^2$ efectul interacțiilor poate fi neglijat, în timp ce pentru $K \ll \mu M_s^2$ termenii din partea dreaptă a relației (XV.4.7) pot avea același ordin de mărime.

Cîmpul coercitiv maxim se obține pentru $r = D$, deci atunci cînd cele două sfere sînt în contact. În acest caz valoarea maximă a termenului al doilea din (XV.4.3) este $\mu M_s^2/3$.

În cazul cînd $K \simeq 0$, deci în sistem sînt prezente numai interacții de schimb, se obține [59]

$$H_c(D/r) = H_c(D/r = 1)\,(D/r)^2. \qquad \text{(XV.4.8)}$$

Iacobs și Bean [59] au analizat efectul interacțiilor între particulele constituiente ale unui *lanț de sfere*, în care particulele fie că au un punct de contact, fie că sînt ușor separate între ele. Ca urmare a interacțiilor magnetostatice, există o tendință de aliniere a magnetizărilor sferelor unidomeniale, după o axă comună. Astfel, în cazul cînd în lanț sînt trei sfere, configurația cea mai stabilă corespunde situației cînd sferele sînt aliniate. Pentru cazul a 4 sfere este mai stabilă o configurație de închidere a fluxului în care magnetizările sferelor fac un unghi de 45° cu axa lanțului.

În analiza lanțului de sfere, ca o ipoteză simplificatoare, se presupune că particulele nu au anizotropie magnetocristalină. Apare o anizotropie de formă a lanțului, consecință a modului de aranjare a sferelor ce interacționează între ele cît și cu cîmpul extern. În această situație pot exista două mecanisme de inversare a magnetizării: (a) prin *rotație simultană* (fig. XV.22a), mecanism în care momentele magnetice ale particulelor sferice rămîn paralele. Mecanismul este identic cu cel analizat de Stoner-Wohlfarth [3], exceptînd faptul că valoarea H_c corespunzătoare lanțului de particule este mai mică decît cea caracteristică unui elipsoid

avînd acelaşi raport al dimensiunilor; (b) momentele magnetice ale *particulelor se rotesc* în plan, iar *sensul de rotaţie în lungul lanţului de sfere, alternează* de la o sferă la alta (fig. XV.22b). Acest proces de magnetizare implică o energie magnetostatică mai mică ca cea aferentă procesului caracterizat prin rotaţii simultane.

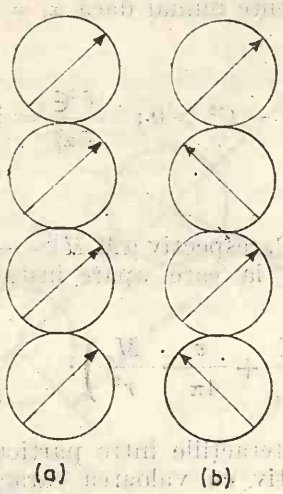


Fig. XV.22. — Modul de magnetizare a unui lanţ de sfere: (a) — rotaţie simultană a magnetizărilor; (b) — rotaţie la care direcţiile magnetizărilor alternează

Iacobs şi Bean [59] au admis o ipoteză simplificatoare şi anume că mărimea unghiului de înclinare este constantă în lungul lanţului. Această ipoteză a *rotaţiei simetrice* este corectă numai pentru două sfere sau un lanţ de sfsre ce se închide la capete. Pentru un lanţ finit sau semiinfinit apare un efect al capătului, ce conduce la cîmpuri coercitive mai mici decît cele prezise de modelul ce implică rotaţii simetrice. În cazul rotaţiei paralele, a celor n momente magnetice ale particulelor din lanţ, energia sistemului este dată de

$$\epsilon_n = \frac{m^2\mu}{r^3} nK_n(1 - 3\cos^2\theta) + n\mu mH\cos\theta, \qquad \text{(XV.4.9)}$$

unde $K_n = (4\pi)^{-1} \sum_{j=1}^{n} (n-j)/nj^3$.

Cîmpul coercitiv ce caracterizează rotaţia simultană este

$$H_{c,n} = (m/r^3)\, 6K_n. \qquad \text{(XV.4.10)}$$

Pentru $n = 2$ şi particule de formă sferică, $H_{c,n}$ se reduce la termenul al doilea din relaţia (XV.4.7).

Pentru un mecanism la care alternează rotaţiile magnetizării $\theta = \theta_1 = -\theta_2 = \theta_3 = -\theta_4 = \ldots$, avem

$$\epsilon_n = \frac{\mu m^2}{r^3} nL_n(\cos 2\theta - 3\cos^2\theta) + \frac{\mu m^2}{r^3} nM_n(1 - 3\cos^2\theta) + nm\mu H\cos\theta, \qquad \text{(XV.4.11)}$$

unde

$$M_n = (4\pi)^{-1} \sum_{j=1}^{(1/2)(n-2)<j<(1/2)n} \frac{(n-2j)}{n(2j)^3}, \qquad \text{(XV.4.12)}$$

$$L_n = (4\pi)^{-1} \sum_{j=1}^{(1/2)(n-1)<j<(1/2)(n+1)} \frac{n-(2j-1)}{n(2j-1)^3}, \qquad \text{(XV.4.13)}$$

iar $L_n + M_n = K_n$.

Cîmpul coercitiv corespunzător este dat de

$$H_{c,n} = (m/r^3)(6K_n - 4L_n). \qquad \text{(XV.4.14)}$$

Acest mecanism este caracterizat printr-un cîmp coercitiv mai mic ca cel corespunzător rotației uniforme. Calculele numerice efectuate au avut în vedere cazul particular al particulelor de fier [59].

Folosind modelul de mai sus, s-a calculat ciclul de histereză în cazul unui lanț de sfere avînd orientări aleatoare. Curba compusă este rezultatul sintezei familiei de curbe, pentru diferite unghiuri de înclinare între direcția de acțiune a cîmpului extern și axa lanțului. Analiza are în vedere un sistem de două sfere cît și un lanț infinit de lung, cu interpolări pentru un lanț intermediar. Rezultatele studiului arată că valorile cîmpului coercitiv $\langle H_c \rangle$ pentru orientări aleatoare, sînt mai mari ca valorile H_c ce caracterizează ansamblul de particule aliniate:

$$n = 2, \langle H_c \rangle = 1{,}13\ H_c;\ n = \infty, \langle H_c \rangle = 1{,}08\ H_c. \qquad \text{(XV.4.15)}$$

Compararea modelului teoretic cu datele experimentale obținute în cazul particulelor de fier alungite [60] sugerează că modelul lanțului de sfere pare potrivit pentru descrierea comportării lor magnetice (fig. XV.23).

Analiza influenței *gradului de compactizare p* asupra valorilor *cîmpului coercitiv* evidențiază o relație de forma [61, 7, 35]

$$H_c(p) = H_c(0)\ (1 - p). \qquad \text{(XV.4.16)}$$

Modelul consideră un sistem de cilindrii de lungime infinită, și de secțiune arbitrară, cîmpul extern fiind paralel cu axa cilindrului la care rotațiile magnetizărilor cilindrilor sînt paralele. Datele experimentale [40, 60, 62—67] arată că relația (XV.4.16) este o bună aproximație în cazul în care predomină anizotropia de formă a particulelor și dacă modul de inversare a magnetizării crează cîmpuri de interacție.

Din relațiile ce dau cîmpul de nucleație în cazul ondulării magnetizării, $H_n = N_a M_s - (1{,}08\ \mathfrak{J}\ S^2/2\mu\ M_s b) \geqslant H_c$ și respectiv relația (XV.4.16) se obține dependența *dimensiunii critice* a particulei de gradul de împachetare [51, 4, 16].

$$b_c(p) \simeq b_c(0)(1 - p)^{-1/2}. \qquad \text{(XV.4.17)}$$

Relația de mai sus evidențiază că dimensiunea critică a particulei crește cu gradul de împachetare.

În scopul de a determina *experimental* modul în care interacţiile între particule influenţează comportarea magnetică, se analizează acele mărimi pentru care plecînd de la principii generale s-au calculat valorile

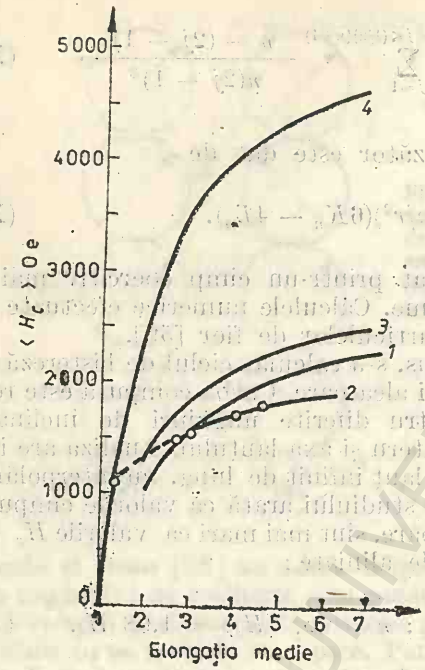


Fig. XV.23. — Valorile observate şi calculate ale cîmpului coercitiv al unui ansamblu de particule fine de fier, în funcţie de elongaţia medie. Modelul lanţului de sfere: *1* — mecanism la care magnetizările se rotesc în mod alternativ, simetric; *2* — mecanism la care magnetizările se rotesc în mod alternativ asimetric; *3* — magnetizările se rotesc paralel; *4* — model de elipsoizi alungiţi: rotaţii paralele ale magnetizărilor; o puncte experimentale.

corespunzătoare conform principiului superpoziţiei, respectiv acelea care au o valoare nulă. Astfel de mărimi sînt *susceptivitatea anhisteretică*, ariile de sub *curbele de remanenţă* şi respectiv *deplasările cîmpurilor între curbele de remanenţă*. O analiză de detaliu a acestei probleme este făcută de Kneller [35].

XV.5. Superparamagnetism

XV.5.1. Mecanisme de relaxare a magnetizării

Ne propunem să analizăm pentru început, condiţiile în care un ansamblu de particule unidomeniale poate atinge echilibrul termic într-un timp scurt comparativ cu durata experienţei. Pentru aceasta vom considera o particulă unidomenială feromagnetică a cărei magnetizare spontană este M_s şi care prezintă o anizotropie uniaxială. Axa de uşoară magnetizare coincide cu direcţia cîmpului magnetic extern **H**. Să inversăm direcţia de acţiune a lui **H**. Dacă particula este mare şi temperatura scăzută, magnetizarea fie că rămîne în poziţia iniţială, fie că se inversează, după cum $|\mathbf{H}|$ este mai mic sau mai mare ca H_c. În cazul în care particula este de dimensiune mică şi în acelaşi timp se află la o temperatură ridicată, pentru $|\mathbf{H}| < H_c$ poate apare un efect de întîrziere şi în consecinţă mag-

netizarea se rotește prin 180° după un anumit timp. Pentru un ansamblu de particule între care interacțiile sînt neglijabile, inversarea magnetizării poate fi caracterizată printr-o constantă de timp τ. Aceasta depinde de volumul v al particulei și de temperatură [68].

O particulă ce are magnetizarea orientată în lungul axei $+z$ va avea o probabilitate $\nu_{12}dt$ ca în intervalul de timp dt să-și modifice orientarea astfel ca magnetizarea să fie orientată după axa $-z$ și respectiv o probabilitate $\nu_{21}dt$ ca particula cu magnetizarea în lungul axei $-z$ să-și modifice orientarea în lungul axei $+z$. Expresiile pentru ν_{21} și ν_{12} depind de modelul considerat. Aproape toate descrierile însă exprimă pe ν_{12} și ν_{21} în forma [69]

$$\nu_{12} = f_{12} \exp[-(\epsilon_m - \epsilon_1)/k_B T]; \quad \nu_{21} = f_{21} \exp]-(\epsilon_m - \epsilon_2)/k_B T]. \tag{XIV.5.1}$$

Am notat prin ϵ_m energia corespunzătoare direcției θ_m ce dă maximul barierei energetice (fig. XV.24). În cazul unei particule unidomeniale de volum v în cîmpul de inducție B, similar cu (XV.3.13) energia acesteia

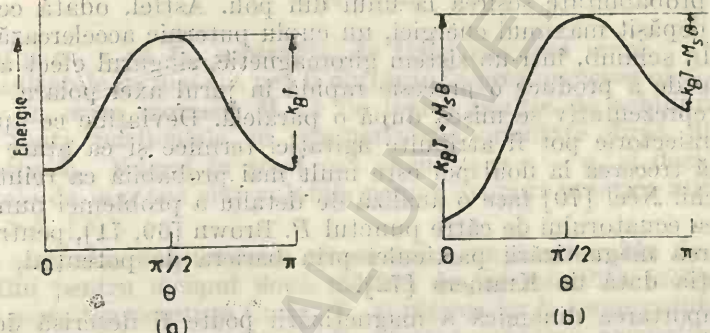


Fig. XV.24. — Dependența energiei particulei fine cu anizotropia uniaxială, de unghiul θ între magnetizare și axa de ușoară magnetizare: (a) — cîmp de inducție extern nul, (b) — cîmp de inducție extern mic aplicat în lungul direcției θ = 0.

se scrie

$$\epsilon_i = vK \sin^2\varphi - vB\, M_s \cos\varphi. \tag{XV.5.2}$$

Am notat prin φ unghiul între direcția magnetizării $\mathbf{M}_s$ și direcția cîmpului extern $\mathbf{B}$ (ce coincide cu axa de ușoară magnetizare). Valorile ϵ_i ($i = 1, 2$) cît și ϵ_m pot fi deduse din relația (XV.5.2).

Teoriile existente privind procesele de relaxare abordează însă în mod diferit modul de calcul al coeficienților f_{ij}.

În modelul Néel [70] direcția momentului magnetic al particulei este dată de dreapta ce unește originea cu un punct P situat pe sfera cu raza unitate, caracterizat prin coordonatele Φ și θ. Să admitem la început, pentru simplitate, că $H = 0$, maximul energiei apărînd pentru $\Phi = \pi/2$ iar minimul pentru $\Phi = 0$ și π. Să presupunem că asupra particulei acționează cupluri aleatoare. Pentru a calcula efectele acestora se scriu ecua-

ţiile de mişcare pentru un sistem giromagnetic, în care cuplurile generează o mişcare de precesie. Originea cuplurilor aleatoare se atribuie modificării formei particulei. Prin intermediul modificărilor în energia mgnetocristalină are loc o schimbare a direcţiei magnetizării cît şi cupluri magnetostrictive. Néel [70] estimează viteza cu care punctele reprezentative pentru un sistem de particule, intersectează ecuatorul, pentru fiecare direcţie. Aceasta se consideră drept viteza de trecere a magnetizării de la direcţia $+z$ la $-z$ respectiv $-z$ la $+z$. În final se obţine:

$$\left.\begin{matrix} f_{12} \\ f_{21} \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\mu\gamma\left(\frac{2v}{\pi k_B TG}\right)^{1/2} |3G\lambda_s + D\mu M_s^2| H_c \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)\left(1 \pm \frac{H}{H_c}\right). \tag{XV.5.3}$$

Am nota prin G modulul de elasticitate transversal, λ_s este magnetostricţiunea la saturaţie, D caracterizează viteza de modificare a coeficienţilor de demagnetizare în funcţie de tensiunea mecanică iar $\gamma = e/m_e$.

Brown [69] evidenţiază că pentru un sistem ce nu este giromagnetic, trecerea punctului reprezentativ dintr-o emisferă în alta, garantează cu mare probabilitate sosirea la unul din poli. Astfel, odată ce magnetizarea a depăşit maximul energiei, un cuplu puternic accelerează această mişcare. În schimb, într-un sistem giromagnetic, singurul efect al acestui cuplu este de a produce o precesie rapidă în jurul axei polare, astfel că punctul reprezentativ se mişcă după o paralelă. Deviaţiile ce apar de la această traiectorie pot fi atribuite agitaţiei termice şi ca atare nu pare evident că trecerea la noul pol este mult mai probabilă ca reîntoarcerea la cel vechi. Néel [70] face o analiză de detaliu a problemei numai după traversarea ecuatorului de către punctul P. Brown [69, 71], pentru a analiza trecerea magnetizării particulei prin bariera de potenţial, foloseşte aproximaţia dată de Kramers [72].

Comportarea dinamică a magnetizării poate fi descrisă de ecuaţii fenomenologice [9, 73, 74] (vezi paragraful XI.2). Brown [69] în analiza problemei pleacă de la ecuaţia Gilbert (XI.2.10) [74], aceasta putîndu-se adapta mai bine, în cadrul modelului Kramers. Cuplul de amortizare se presupune că este dat de media în timp a cîmpului fluctuant, a cărui valoare instantanee conţine şi un termen aleator cu proprietăţi statistice În acest caz ecuaţia de mişcare se scrie:

$$\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mu\mathbf{M}\times\left[\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{dem} - \lambda_G\frac{d\mathbf{H}}{dt} + \mathbf{H}_{aleat}\right]. \tag{XV.5.4}$$

Am notat prin $\mathbf{H}_0$ cîmpul extern iar $\mathbf{H}_{dem}$ este cîmpul de demagnetizare. Expresia ce conţine parametrul λ_G este termenul de amortizare de tip Gilbert iar ultimul termen reprezintă cuplul fluctuant. Acesta s-a exprimat în funcţie de intensitatea unui cîmp efectiv $\mathbf{H}_{aleat}$, fapt ce asigură prezenţa numai a componentelor perpendiculare la magnetizare. Folosind acest model se obţine [69]

$$\left.\begin{matrix} f_{12} \\ f_{21} \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\gamma'\left(\frac{v\mu^3 M_s H_c^3}{2\pi k_B T}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)\left(1 \pm \frac{H}{H_c}\right), \tag{XV.5.5}$$

unde

$$\gamma' = 2\lambda_G M_s/[\mu(\lambda_G M_s)^2 + \gamma^{-2}\mu^{-1}]. \qquad \text{(XV.5.6)}$$

Termenul γ' tinde spre zero atît pentru $\lambda_G \to \infty$ cît și pentru $\lambda_G \to \to 0$. În ambele situații, este necesar un timp lung pentru a inversa magnetizarea; în primul caz ca urmare a mișcării puternic amortizate iar în ultimul caz ca urmare a mișcărilor de precesie ce au loc înainte de disiparea puternică a energiei. Inversarea cea mai rapidă a magnetizării apare atunci cînd $\mu\lambda_G M_s = \gamma^{-1}$, deci pentru $\gamma' = \gamma$ (vezi paragraful XI.2).

Să presupunem că n_1 din cele n particule au axa de ușoară magnetizare orientată în lungul direcției Φ_1 iar restul de $n_2 = n - n_1$ după Φ_2. Dependența de timp a lui n_1 și n_2 este dată de

$$\mathrm{d}n_1/\mathrm{d}t = -\mathrm{d}n_2/\mathrm{d}t = \nu_{21}n_2 - \nu_{12}n_1. \qquad \text{(XV.5.7)}$$

Presupunînd că ν_{12} și ν_{21} cît și n_2 sînt constante, se poate obține valoarea τ a timpului ce descrie apropierea de starea de echilibru a lui n_1

$$\tau = (\nu_{12} + \nu_{21})^{-1}, \qquad \text{(XV.5.8)}$$

cu condiția ca τ să fie constanta de timp cea mai mare.

Rezultatele de mai sus pot fi obținute în presupunerea că $\in_i/k_B T \gg 1$, respectiv în orice moment **M** să fie într-o poziție de echilibru, pentru aproape toate particulele cu magnetizările orientate după direcția Φ_1 și respectiv Φ_2. Numai în acest caz avem $n_2 \simeq n - n_1$ și deci constant. Rezultatele de mai sus sînt valabile pentru scopuri practice atît timp cît $\Delta\in_i/k_B T > 2$ [75].

Să analizăm *magnetizarea remanentă* a unui ansamblu de particule. Vom defini pentru început două mărimi de interes. Prin încălzirea particulelor peste temperatura Curie, T_c, și răcirea lor la temperatura camerei într-un cîmp mic comparativ cu H_c acestea capătă o *magnetizare termo-remanentă* (MTR). Magnetizarea termo-remanentă [76] este mai mare și mai stabilă ca *magnetizarea remanentă izotermă* (MRI), obținută prin acțiunea aceluiași cîmp extern H și suprimarea lui la o temperatură dată. Uneori MTR poate fi cu două ordine de mărime mai mare ca MRI produsă de același cîmp. Cîmpul remanent necesar a anula magnetizarea este mai mare pentru MTR decît pentru MRI. În acest ultim caz este necesar un cîmp aproximativ egal sau mai mic comparativ cu cîmpul extern inițial. MRI, ce apare ca o consecință a acțiunii unui cîmp mic, poate fi anulată prin o încălzire la o temperatură moderată în timp ce valoarea MTR corespunzătoare nu este afectată [77].

Să considerăm un ansamblu de particule unidomeniale aliniate caracterizate printr-o anizotropie uniaxială. După încetarea acțiunii cîmpului extern, magnetizarea remanentă, la orice temperatură $T > 0$, este descrisă de relația [34]

$$M_{rem}(t) = M_{rem}(0)\exp(-t/\tau_0), \qquad \text{(XV.5.9)}$$

unde $M_{rem}(0)$ este magnetizarea remanentă la $t = 0$, deci imediat după ce a încetat acțiunea cîmpului extern, ce a saturat magnetizarea. În

acest caz, energia $\Delta\epsilon_i = \epsilon_m - \epsilon_i$ — ţinînd seama de relaţia (XV.5.2) — este dată de $\Delta\epsilon_i = Kv = v\mu M_s H_k/2$. Am notat prin $H_k = 2K/\mu M_s$ cîmpul de anizotropie. Astfel [34], avem

$$\frac{1}{\tau_0} = 2f_0 \exp(-Kv/k_B T) = 2f_0 \exp(-m_a H_K), \qquad \text{(XV.5.10)}$$

unde

$$m_a = v\mu M_s/2k_B T, \qquad \text{(XV.5.11)}$$

iar f_0 reprezintă frecvenţa de precesie Larmor în cîmpul de anizotropie $H_{ef} = H_K$.

Timpul de relaxare τ_0 variază rapid cu raportul v/T. Astfel în cazul particulelor fine de fier [69], la temperatura mediului ambiant ($M_s = 13{,}6 \cdot 10^4$ A/m ($\simeq 1{,}7$ kOe) şi $H_K \simeq 8 \cdot 10^4$ A/m ($\simeq 1$ kOe) iar $f_{1\nu} \simeq (\gamma\mu_0/2\pi)H_{ef} \simeq 2{,}8 \cdot 10^9 s^{-1}$), se obţin timpii de relaxare daţi în tabelul XV.3.

TABELUL XV.3

Timpul de relaxare al particulelor de fier

τ_0	$10^{21}v/T$ (cm³/K)			
	Modelul Néel (relaţia (XV.5.3))	Modelul Brown (relaţia (XV.5.5))		Modelul intuitiv
		$\gamma'=\gamma$	$\gamma'=\gamma/10$	
10^{-1}	3,2	3,6	3,2	3,3
10	3,9	4,4	4,0	4,0
10^3	4,7	5,1	4,8	4,8
10^5	5,4	5,9	5,5	5,5
10^7	6,2	6,7	6,3	6,3
10^9	7,0	7,4	7,1	7,1

Din acest tabel se observă, că păstrînd temperatura constantă şi modificînd volumul de două ori, τ_0 va creşte de 10^{10} ori. Pe de altă parte se evidenţiază că rezultatele obţinute în cele două modele nu diferă mult între ele. În ultima coloană se prezintă valorile calculate într-o descriere, în care f_{21} şi f_{12} se obţin din frecvenţele de precesie giromagnetice, în orientările corespunzătoare pentru $\gamma\mu_0(H_c \pm H)/2\pi$.

Comportarea magnetică a ansamblului de particule fine depinde de raportul dintre durata t' a măsurătorii şi timpul de relaxare τ_0 sau în alte cuvinte de raportul între frecvenţa măsurătorii şi frecvenţa de relaxare.

Ca urmare a dependenţei exponenţiale de volum a lui τ, există o dimensiune a particulei, bine definită, la care apare tranziţia la o comportare stabilă. Astfel, pentru o particulă sferică de fier a cărei anizotropie este exprimată prin al doilea termen din relaţia (XII.2.13) pentru $r = 115$ Å ($\times 10^{-10}$m), la temperatura camerei, timpul de relaxare este de 10^{-1}s şi ca atare în acest caz echilibrul termic va fi atins aproape instantaneu. În cazul unei particule cu $r = 150$ Å ($\times 10^{-10}$m) timpul de relaxare va fi de 10^9 s şi deci magnetizarea va fi extrem de stabilă. Există o zonă extrem de restrînsă de dimensiuni, în care timpii de relaxare vor fi de ordinul timpilor de măsură.

Să analizăm mai în detaliu cele 3 cazuri posibile:

(a) *Starea superparamagnetică* ce apare pentru $t'/\tau > 1$. În acest caz întotdeauna măsurăm valoarea de echilibru termodinamic a magnetizării M a ansamblului de particule; în particular $M_{rem} = 0$ și $H_c = 0$. Înălțimea barierei de potențial este mică în raport cu $k_B T$; particula feromagnetică se va comporta ca un „atom" paramagnetic. Să estimăm volumul critic al acestor particule. Ținînd seama de relația (XV.5.10), pentru $t'/\tau > 1$, avem

$$\ln(2t'f_0)/m_a H_K \geqslant 1. \qquad \text{(XV.5.12)}$$

Pentru măsurători statice, $t' \simeq 100$ s iar $f_0 = 10^9 s^{-1}$ și deci $\ln(2t'f_0) \simeq$ $\simeq 26$, în timp ce pentru studii efectuate la 100 MHz ($t' = 10^{-8}$s) avem $\ln(2t'f_0) \simeq 3$. Astfel, particula de volum v_1 are o comportare superparamagnetică la 10^{-2}Hz, la temperatura T_1, în timp ce la aceeași temperatură și 10^8Hz magnetizarea este stabilă [78]. Plecînd de la relația (XV.5.12) se poate determina volumul critic al particulei, la temperatura T și frecvența f_0

$$v_p = \ln(2t'f_0) 2k_B T/\mu M_s H_K. \qquad \text{(XV.5.13)}$$

(b) *Starea stabilă*, pentru $t'/\tau \ll 1$. În acest caz probabilitatea de a trece prin bariera de energie este foarte mică. Ca atare direcția magnetizării în fiecare particulă nu depinde de timp. Spre exemplu prin dublarea volumului la $2v_p$, conform cu relația (XV.5.13) τ_0 va depăși 10^9s (30 ani).

(c) *Starea intermediară* pentru $t' < \tau_0 < 10^9$ s. În aceste condiții înălțimea barierei energetice este $k_B T$. Particula nu rămîne într-o stare unică un timp îndelungat iar pe de altă parte nu atinge echilibrul într-un timp scurt. O astfel de comportare este descrisă prin termenul de *trenaj magnetic* sau *viscozitate magnetică* (cap. XVII).

Brown [79] a analizat în detaliu cele 3 stări posibile. Se evidențiază că soluțiile corespunzătoare pentru bariere mici de energie nu conduc la dificultăți serioase de calcul, însă nu se dovedesc de prea mult interes din punct de vedere experimental. Cazul cînd există bariere energetice mari poate fi analizat satisfăcător în metoda Kramers. Pentru bariere de energii intermediare problema poate fi soluționată prin calcule numerice sau folosind metode aproximative. Calculele numerice pot fi efectuate cu condiția ca $v|\in|/k_B T$ să nu fie prea mare.

Putem defini o *temperatură de blocare*, T_B [77], la care diametrul particulei corespunde cu valoarea critică, sau în alte cuvinte temperatura la care timpul de relaxare este de ordinul timpului de măsură. În cazul unui ansamblu de particule fine, avînd volume diferite, T_B poate fi cuprins între temperatura Curie T_c pentru grăunții foarte mari, și respectiv apropiat de 0K pentru particule foarte fine.

XV.5.2. Comportarea superparamagnetică a particulelor fine

Am evidențiat în paragraful precedent că un ansamblu de particule are o comportare *superparamagnetică* atunci cînd timpul de relaxare este mic comparativ cu durata măsurătorii. Astfel o definiție operațională a

superparamagnetismului trebuie să includă cel puţin două cerinţe:

(a) Curba de magnetizare nu trebuie să prezinte histereză, aceasta nefiind o proprietate ce caracterizează echilibrul.

(b) Curbele de magnetizare pentru o probă izotropă măsurate la diferite temperaturi trebuie să se suprapună (aproximativ) cînd datele sînt reprezentate în funcţie de B/T, după corecţia corespunzătoare pentru dependenţa de temperatură a magnetizării spontane.

Pentru a analiza această problemă, vom considera un ansamblu ce conţine, în unitatea de volum, n particule unidomeniale, independente fiecare avînd o magnetizare $\mathbf{M}_p = v\mathbf{M}_s$. Comportarea magnetică a acestui ansamblu poate fi analizată similar cu cea a materialelor paramagnetice (paragraful V.3.2). În acest caz însă energia ϵ_m este dată de $\epsilon_m = Kv\sin^2\Phi - M_pB\cos\Phi$. Pentru particule suficient de mari în care momentul magnetic este mult mai mare ca $1\mu_B$, admitem $S = \infty$ şi deci obţinem o relaţie de forma (V.3.19). Astfel, magnetizarea ansamblului, paralelă la cîmpul de inducţie extern B, în cazul unei anizotropii mici magnetocristaline ($Kv/k_BT \ll 1$), este

$$M = nM_p\left[\operatorname{cth}\frac{M_pB}{k_BT} - \frac{k_BT}{BM_p}\right]. \qquad \text{(XV.5.14)}$$

La temperaturi ridicate ($M_pB/k_BT \ll 1$) comportarea magnetică este descrisă de relaţia

$$M = nM_p^2B/3k_BT, \qquad \text{(XV.5.15)}$$

în timp ce la temperaturi joase ($M_pB/k_BT \gg 1$) avem

$$M = nM_p(1 - k_BT/M_pB). \qquad \text{(XV.5.16)}$$

Diferenţa între relaţia (XV.5.14) şi cea care descrie o comportare de tip Langevin (obţinută în cazul paramagnetismului) rezidă în faptul că M_p reprezintă momentul magnetic al particulei (ce poate conţine aproximativ 10^5 atomi). De aici a rezultat şi denumirea de *superparamagnetism*, pentru acest tip de comportare.

În relaţiile de mai sus am neglijat energia de anizotropie, comparativ cu energia termică, presupunere ce nu poate fi întotdeauna justificată. West [80] analizează comportarea magnetică a unui ansamblu de particule aliniate, caracterizate printr-o energie de anizotropie uniaxială de forma $\epsilon_a = K\sin^2\theta$, cîmpul extern B fiind dirijat după axa de uşoară magnetizare. Funcţia de partiţie ce descrie comportarea la echilibrul termic este dată de

$$Z = 2\pi\int_0^\pi \sin\theta\exp(-a\sin^2\theta + b\cos\theta)\,\mathrm{d}\theta, \qquad \text{(XV.5.17)}$$

unde $a = vK(k_BT)^{-1}$, $b = BM_p/k_BT$, iar prin θ am notat unghiul între direcţia magnetizării spontane şi axa de uşoară magnetizare a particulei de volum v.

Magnetizarea redusă, paralelă la cîmpul extern, $M_{r\|}$, este dată de

$$M_{r\|} = \langle \cos\theta \rangle = 2\pi Z^{-1} \int_0^{\pi} \cos\theta \sin\theta \exp(-a \sin^2\theta + b\cos\theta)\, d\theta. \tag{XV.5.18}$$

Relaţia (XV.5.18) poate fi scrisă sub forma

$$M_{r\|} = \{a^{-1/2}[y(\alpha_1)\exp(b) + y(\alpha_2)\exp(-b)]^{-1}\mathrm{sh}\, b - b/2a\}, \tag{XV.5.19}$$

unde α_1 şi α_2 sînt date de

$$\alpha_1 = (1 + b/2a)a^{1/2}; \quad \alpha_2 = (1 - b/2a)a^{1/2}, \tag{XV.5.20}$$

iar $y(\alpha) = \exp(-\alpha^2) \int_0^{\alpha} t^2\, dt.$

Dependenţa de b a magnetizării $M_{r\|}$ pentru diferite valori a este reprezentată în figura XV.25. Pentru $a = 0{,}1$ şi $b = 0{,}01$, $M_{r\|}$ este cu aproximativ 12% mai mare ca valorile corespunzătoare funcţiei Langevin $\mathcal{L}(b)$, în timp ce pentru $b = 0{,}1$, $M_{r\|}$ este cu 3% mai mare. Pentru $a = 1$, diferenţa devine apreciabilă.

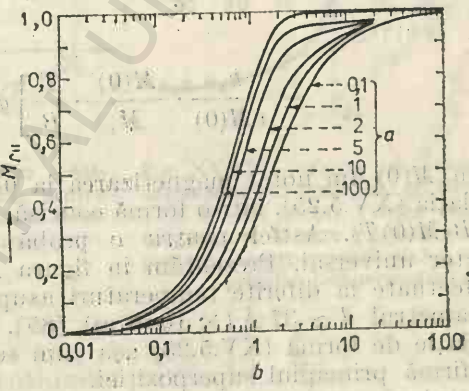


Fig. XV.25. — Dependenţa magnetizării reduse paralelă la cîmpul extern, de parametrul $b = BM_p(k_BT)^{-1}$, pentru diferite valori $a = vK(k_BT)^{-1}$.

Problema efectului anizotropiei magnetocristaline asupra magnetizării unui ansamblu de particule feromagnetice a fost analizată şi de alţi autori [32, 81—84]. Pentru valori mari a avem [32]

$$M = nM_p \,\mathrm{th}\, \frac{M_p B}{k_B T}, \tag{XV.5.21}$$

în timp ce pentru $BM_p/k_BT \ll 1$ putem scrie

$$M \simeq nM_p^2 B/k_B T. \tag{XV.5.22}$$

În cazul particulelor ce au o anizotropie cubică [82—84] relațiile (XV.5.15) și (XV.5.16) rămîn aproximativ valabile pentru toate orientările axelor particulelor față de direcția cîmpului de inducție extern B și pentru întreaga gamă de valori Kv/k_BT.

În realitate, nu vom putea găsi un ansamblu de particule care au volume identice. Agregatul de particule va putea fi caracterizat printr-o funcție de distribuție a volumelor $g(v)$. În presupunerea că M_s nu depinde de volumul v, relația (XV.5.14), pentru această situație, se poate scrie [85]

$$M = v_0 M_s \int_0^\infty \left[\operatorname{cth}\left(\frac{vM_sB}{k_BT}\right) - \frac{k_BT}{vM_sB} \right] g(v)\,dv, \qquad \text{(XV.5.23)}$$

unde v_0 este volumul total al fazei feromagnetice. Pentru $v_0M_sB/k_BT \to 0$ avem

$$M = \frac{v_0M_s^2B}{3k_BT} \int_0^\infty vg(v)\,dv. \qquad \text{(XV.5.24)}$$

Rearanjînd termenii, relația (XV.5.23) se poate scrie

$$\frac{MM(0)}{M_s} = M(0)v \int_0^\infty \left[\operatorname{cth}\left(\frac{vM(0)}{k_B} \cdot \frac{M_s}{M(0)} \cdot \frac{B}{T}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{k_B}{vM(0)} \cdot \frac{M(0)}{M_s} \cdot \frac{T}{B} \right] g(v)\,dv, \qquad \text{(XV.5.25)}$$

unde prin $M(0)$ am notat magnetizarea la 0K.

Relația (XV.5.25), într-o formă concisă, se poate scrie $MM(0)/M_s = F(M_sB/M(0)T)$. Astfel pentru o probă dată, relația (XV.5.25) are un caracter universal. Prezentăm în figura XV.26a rezultatele măsurătorilor efectuate la diferite temperaturi asupra unor particule de nichel avînd diametrul $d \simeq 37$ Å ($\times 10^{-10}$ m) [85]. Datele experimentale verifică o relație de forma (XV.5.25) așa cum se vede în figura XV.26b și deci confirmă principiul superpoziției.

Faptul că particulele superparamagnetice urmează o relație de tip Curie-Weiss sau de forma dată de relația (XV.5.25) a fost observat pentru un număr mare de sisteme [85—90]. În figura XV.27 prezentăm curbele de magnetizare în cîmpuri de intensitate mai mică, la amalgamul de fier la 4,2 K, 77 K și 200 K [90]. Cîmpul coercitiv la 77 K este de 20 Oe și aproximativ 0 la 200 K. Comportarea la temperaturi mai mari de 77 K este în esență superparamagnetică. La 4,2 K cîmpul coercitiv este de 280 Oe și ca atare evidențiază o comportare de tip feromagnetic.

Curbele de magnetizare ale particulelor superparamagnetice măsurate la diferite temperaturi se suprapun cînd sînt reprezentate în funcție de B/T. Acest lucru se vede în figura XV.27b unde s-au redat datele obținute la temperaturile de 77 K și 200 K.

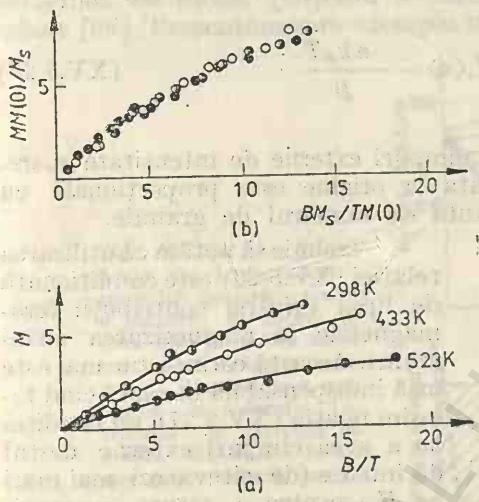


Fig. XV.26. — Curbe de magnetizare obținute la particule de nichel de 37Å, pentru diferite temperaturi (a) și modul în care acestea verifică principiul superpoziției (b).

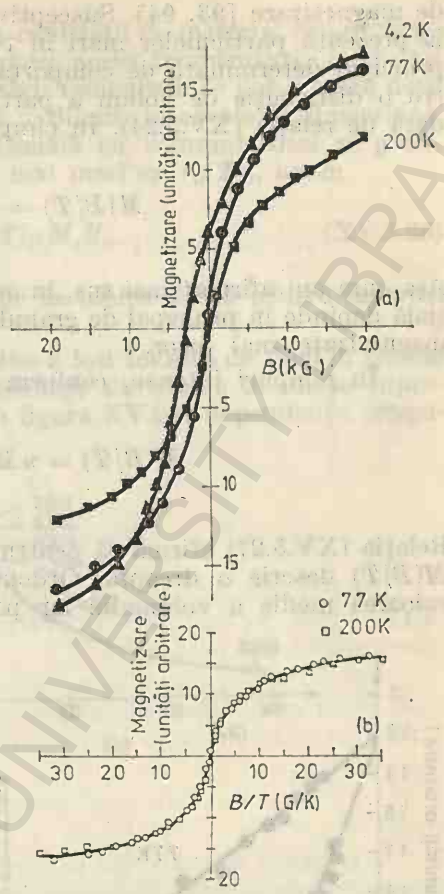


Fig. XV.27. — Curbe de demagnetizare obținute la un amalgam de fier la 4,2 K, 77 K și 200 K (a). Pentru domeniul de temperaturi în care particulele au o comportare superparamagnetică se verifică principiul superpoziției (b).

XV.5.3. Determinarea dimensiunilor particulelor fine

Măsurătorile magnetice efectuate asupra particulelor feromagnetice permit determinarea compoziției granulometrice [68, 35, 91, 92]. Vom analiza mai jos două situații posibile:

(a) *Particulele au dimensiuni identice.* În acest caz, prin potrivirea curbei de magnetizare, experimentală, a ansamblului izotrop de particule superparamagnetice, avînd momentele identice M_p, cu curba calculată, se pot determina valorile M_p. Cunoscînd magnetizarea spontană a materialului M_s, se obține apoi volumul acestora $v = M_p/M_s$.

(b) *Particule avînd o distribuție în volum.* În acest caz, pentru determinarea dimensiunilor medii, se folosesc diferite porțiuni ale curbelor

de magnetizare [93, 94]. Susceptivitatea magnetică inițială este sensibilă la prezența particulelor mari în timp ce apropierea de saturație este în principal determinată de comportarea particulelor de volume mici. Pentru o distribuție de volum a particulelor, curba de demagnetizare este dată de relația (XV.5.24). În cîmpuri de intensitate mică vom avea

$$M(B/T) = \frac{n}{3} \cdot \frac{BM_s^2}{k_B T} \langle v^2 \rangle. \qquad \text{(XV.5.26)}$$

Așa cum am afirmat mai sus, în acest caz susceptivitatea magnetică inițială depinde în principal de granulele ce au un volum mai mare și pot fi magnetizate mai ușor.

În cîmpuri intense, conform cu relația (XV.5.16) avem

$$M(B/T) = nM_s\langle v \rangle - \frac{nk_B T}{B}. \qquad \text{(XV.5.27)}$$

Relația (XV.5.27) afirmă că pentru cîmpuri externe de intensitate mare, $M(B/T)$ descrie o dreaptă. Ordonata la origine este proporțională cu valoarea medie a volumului iar panta cu numărul de granule.

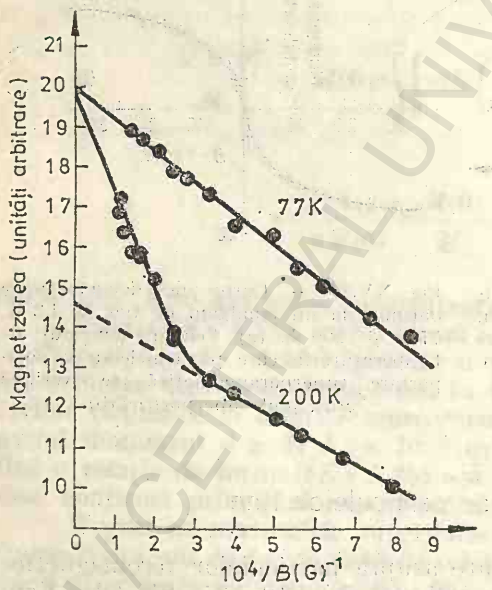


Fig. XV.28.—Apropierea de saturație a magnetizării unui amalgam de fier.

Trebuie să notăm că utilizarea relației (XV.5.26) este condiționată de lipsa oricărei contribuții feromagnetice la magnetizarea sistemului. Această cerință nu mai este însă indispensabilă în cazul cînd folosim relația (XV.2.27), cu condiția de a avea cîmpuri externe destul de intense (de cîteva ori mai mari ca H_c) pentru a satura magnetizarea.

Spre exemplu, prezentăm în figura XV.28 rezultatele măsurătorilor efectuate asupra unui amalgam de fier [90] în cîmpuri intense. Folosind relațiile (XV.5.26) și (XV.5.27) se obțin dimensiunile medii ale particulelor de aproximativ 45 Å($\times 10^{-10}$ m) și respectiv aproximativ 30 Å($\times 10^{-10}$ m). Diferența între cele două valori poate fi datorată modului de a obține media între cele două cazuri cît și apariției aglomerărilor de particule.

Discuția de mai sus, se bazează pe analiza comportării la echilibru termic a particulelor superparamagnetice. O metodă de analiză importantă poate fi cea care pleacă de la *studiul tranziției de la o comportare superparamagnetică la cea unidomenială, stabilă.* Astfel într-un ansamblu de particule unidomeniale magnetizarea (inducția) remanentă observată la

o temperatură dată poate fi o măsură a cantității de material ce are volumul mai mare decît cel critic, caracteristic acelei temperaturi. Analizînd dependența de temperatură a magnetizării remanente se pot obține date cu privire la cantitatea de material aflat în diferite intervale de dimensiuni. Magnetizarea remanentă fiind proporțională cu volumul total al particulelor fine (ale căror dimensiuni sînt mai mari ca $v_R(T)$), avem

$$v_R(T) = \eta\, k_B T/\mu M_s H_c. \qquad \text{(XV.5.28)}$$

Am notat prin η o constantă ce depinde de limita aleasă pentru raportul între τ_0 și timpul de măsură.

Tehnica *granulometriei feromagnetice* a fost folosită de Weil în studiul pulberilor de nichel [95] sau a particulelor de cobalt în aliaje cupru-cobalt [96]. Prezentăm spre exemplu în figura XV.29a dependența cîmpu-

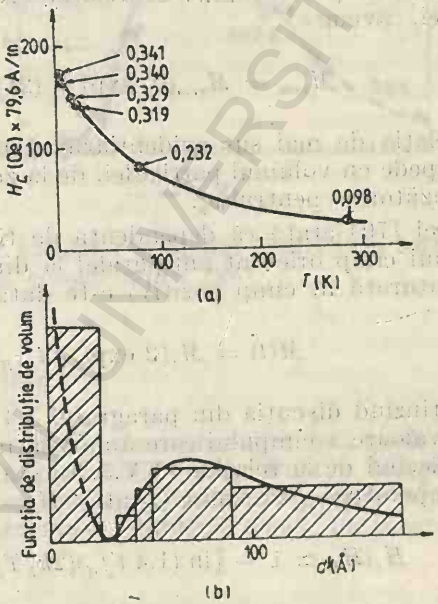


Fig. XV.29. — Dependența de temperatură a cîmpului coercitiv pentru o pulbere de nichel. (a) Prin cifre se indică raportul între inducția remanentă și polarizarea magnetică la saturație. Distribuția de particule obținută din datele de mai sus este redată în (b).

lui coercitiv de temperatură, pentru diferite valori ale raportului între inducția remanentă și cea la saturație pentru pulberi de nichel [96]. În concordanță cu discuțiile de mai sus s-a obținut distribuția dimensiunilor pentru pulberea considerată (fig. XV.29b). Calculul s-a făcut în ipoteza că anizotropia dominantă a particulelor este uniaxială, astfel că remanența așteptată pentru orientarea aleatoare a particulelor stabile este $M_s/2$.

O altă aplicație a studiilor magnetice constă în analiza *corelației* ce există între *valorile cîmpului coercitiv și raza particulei* cînd aceasta este destul de mare pentru ca materialul să nu fie în stare superparamagnetică, însă particulele sînt într-o zonă de dimensiuni în care pot să existe fluctuații de magnetizare. Pentru aceasta vom pleca de la faptul că acțiunea cîmpului extern se manifestă prin scăderea barierei energetice. Să admitem, că în absența cîmpului extern valoarea energiei implicate în

această barieră este vK. Cîmpul magnetic paralel la axa de ușoară magnetizare a particulei (conform sensului de acțiune) poate să micșoreze sau să crească bariera energetică (fig. XV.24)

$$\Delta\epsilon_i = Kv\left(1 \pm \frac{M_s B}{2K}\right)^2. \qquad \text{(XV.5.29)}$$

Timpul de relaxare τ_H dat de relațiile (XV.5.8) și (XV.5.1) conduce la [97]

$$\tau_H^{-1} = 2f_H \exp[-\nu H_K(1 + H^2/H_K^2)]\mathrm{ch}(2\nu H), \qquad \text{(XV.5.30)}$$

unde prin f_H am notat frecvența de precesie Larmor în prezența cîmpului extern H, iar $\nu = v\mu M_s/2k_BT$. Introducînd relația $\tau_0^{-1} = 2f_0\exp(-\nu H_K)$ în (XV.5.9) și ținînd seama de relația (XV.5.13) ce dă volumul critic a particulei, avem

$$M_{rem} = M_{rem}(0)\exp[-(2t'f_0)^{(1-v/v_p)}]. \qquad \text{(XV.5.31)}$$

Relația de mai sus evidențiază că magnetizarea remanentă crește foarte repede cu volumul particulei, de la zero la valoarea maximă $M_{rem}(0)$ corespunzătoare pentru v_p.

Néel [70] arată că dependența de timp a magnetizării, după aplicarea unui cîmp orientat antiparalel la direcția inițială (după ce aceasta a fost saturată în cîmp pozitiv) este dată de

$$M(t) = M_s[2\exp(-t/\tau_H) - 1]. \qquad \text{(XV.5.32)}$$

Extinzînd discuția din paragraful I.4.1, vom defini cîmpul coercitiv ca acea valoare a cîmpului care anulează magnetizarea $M(t)$ într-un timp dat t'. Plecînd de la relațiile (XV.5.30) și (XV.5.32), cîmpul coercitiv H_c, la o temperatură constantă (pentru $H_c > k_BT/v\mu M_s$) este

$$H_c/H_K \simeq 1 - [\ln(1{,}4\, t'f_H)(2k_BT/v\mu M_s H_K)]^{1/2}. \qquad \text{(XV.5.33)}$$

Ținînd seama de relația (XV.5.13) avem

$$H_c/H_K \simeq 1 - (v_p/v)^{1/2} \text{ pentru } v > v_p \qquad \text{(XV.5.34)}$$

sau $H_c/H_K \simeq 1 - (d_p/d)^{3/2}$.

Kneller și Luborsky [98] au analizat valorile cîmpului coercitiv și ale magnetizării remanente într-un ansamblu de particule sferice avînd compoziția (40÷60)% CoFe, în funcție de diametrul redus, d/d_p (fig. XV.30). Rezultatele măsurătorilor pot fi bine descrise cu ajutorul relațiilor (XV.5.31) și (XV.5.34) pentru $t' = 100$ s (linia continuă). Aceste relații redau caracteristicile generale ale modelului de mai sus și anume creșterea rapidă a valorilor M_{rem} și respectiv treptată a lui H_c. Se constată că pentru diametre mici ale particulelor, apropiate de d_p apar deviații ale datelor experimentale comparativ cu curba calculată. Aceste abateri pot fi datorate în principal modului de distribuție al particulelor din probă. Pentru

valori $d = (5 \div 6)d_p$ apar de asemenea abateri de la comportarea prezisă. În această situaţie are loc o scădere a valorilor cîmpului coercitiv, care pentru aceste dimensiuni trebuie să fie apropiate de cele ale materialelor

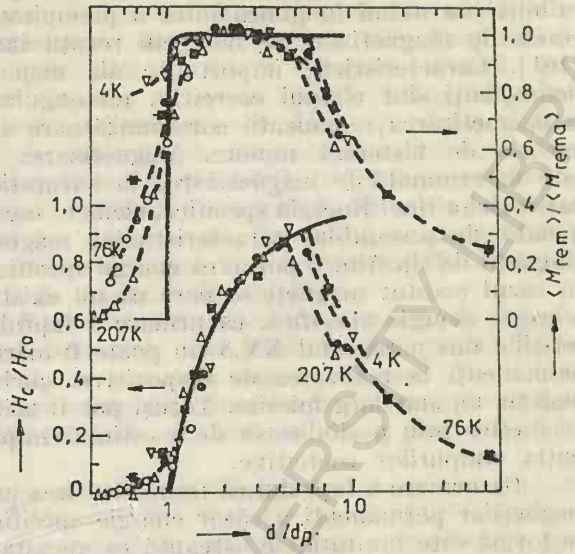


Fig. XV.30. — Dependenţa cîmpului coercitiv şi a magnetizării remanente a unui ansamblu aleator de particule 40% — 60% Co — Fe, în esenţă sferice, de diametru redus d/d_p, măsurate la o temperatură dată. Prin linii pline s-au trasat relaţiile (XV.5.31) şi (XV.5.34).

masive. O comportare similară a valorilor cîmpului coercitiv a fost observată şi în cazul particulelor de cobalt-cupru [99].

XV.6. Utilizări ale particulelor fine

În cadrul acestui paragraf vom trece succint în revistă unele aspecte legate de folosirea în tehnică a particulelor fine. Pentru început vom discuta obţinerea de magneţi permanenţi şi materiale pentru înregistrări magnetice. În final vom prezenta unele probleme legate de magnetismul rocilor.

XV.6.1. Magneţi permanenţi

Printre cele mai utilizate materiale magnetice pentru magneţi permanenţi sînt cele cunoscute sub denumirea de Alnico sau Ticonal, materiale ce conţin Fe, Ni, Co, Al, Ti etc. În aceste situaţii s-au elaborat metode standard de tratamente termice în prezenţa cîmpurilor magnetice externe cît şi procesele tehnologice de obţinere a aliajelor [100]. Un bun material magnetic conţine în esenţă două faze [21]. Una dintre acestea este constituită din particule aciculare cu magnetizarea la saturaţie ridicată, iar cealaltă fază o constituie matricea nemagnetică sau slab magnetică în care particulele aciculare sînt dispersate şi totodată bine aliniate. Aliniamentul particulelor aciculare se face în cîmp magnetic. Proprietăţile magnetice optime sînt obţinute pentru magneţi anizotropi avînd axele particulelor paralele cu direcţia cîmpului extern. Cîmpul coercitiv depinde de compoziţie şi tratamentul termic. Valorile tipice sînt de ordinul (0,8 ÷

$\div 1{,}6)10^5$A/m ($1 \div 2 \cdot 10^3$Oe). Acesta este determinat aproape în întregime de anizotropia de formă a particulelor precipitate și sînt date, în o bună aproximație, prin relațiile analizate în paragraful XV.2 (pentru cilindrii infiniți sau avînd lungimea finită a precipitatelor cu $l/b = (2 \div 3)$). Procesele de magnetizare se fac prin rotații incoerente ale magnetizărilor [101]. Caracteristicile importante ale dispozitivelor utilizînd magneți permanenți sînt cîmpul coercitiv, rectangularitatea curbei de histereză și magnetizarea remanentă corespunzătoare saturației și în unele cazuri curbele de histereză minore. Magnetizarea corespunzătoare saturației este determinată de magnetizarea la saturație și de modul de aliniere a particulelor fine. Energia specifică, element esențial în aplicații, este determinată de ansamblul caracteristicilor magnetice menționate mai sus. Magneții de tip Alnico pot avea energii specifice pînă la $(10 \div 12) \cdot 10^6$GOe. În cazul acestor magneți se pare că nu există prea multe posibilități de a crește energia specifică, ca urmare a faptului că valoarea H_c dată de relațiile din paragraful XV.3 nu poate fi mărită. În utilizarea magneților permanenți la realizarea de dispozitive, curbele de remanență descrise teoretic nu sînt larg folosite. Totuși pot fi utile în evaluarea comportării magnetice prin posibilitatea de a estima cîmpurile de interacții și distribuția cîmpurilor coercitive.

Ca urmare a faptului că îmbunătățirea proprietăților magnetice ale magneților permanenți a căror energie specifică provine din anizotropia de formă este limitată, se așteaptă ca aceasta să crească pentru sisteme avînd anizotropie magnetocristalină ridicată. Astfel aliajele Pt—Co echiatomice conțin, după un tratament adecvat, plăcuțe avînd o structură tetragonală cu volum centrat, cu ordine atomică, în o matrice dezordonată cu structura cubică cu fețe centrate. Plăcuțele au o anizotropie magnetocristalină ridicată ($K \simeq 10^7$ erg/cm^3) consecință probabilă a structurii cristaline tetragonale. Cîmpul coercitiv deși este sub valoarea dată de $H_c = 2K/\mu M_s$ atinge $8 \cdot 10^5$A/m ($5 \cdot 10^3$Oe) și o energie specifică $(BH)_{max} \simeq$ $\simeq 10 \cdot 10^6$GOe. Ca urmare a costului ridicat al platinei, utilizările acestor magneți sînt limitate la aplicații speciale.

Afirmația că particulele avînd anizotropia magnetocristalină ridicată pot conduce la obținerea de magneți permanenți cu proprietăți deosebite își găsește confirmarea în realizarea magneților permanenți de tip cobalt-pămînt rar și în special $SmCo_5$. Aceștia sînt produși, în general, din pulberi, prin sinterizare. Proprietățile magneților sînt determinate de anizotropia magnetocristalină ridicată. În aceste situații magnetizarea se modifică, în mod obișnuit, prin procese implicînd deplasări ale pereților de domeniu și ca atare pot fi descrise teoretic în cadrul modelelor analizate în acest capitol. Energia specifică este de $(25 \div 30) \cdot$ $\cdot 10^6$Goe.

XV.6.2. Medii de înregistrare magnetică

Pentru realizarea benzilor magnetice, pentru înregistrări, în mod curent, se folosesc particule de γ-Fe_2O_3. Aceste particule de formă alungită sînt obținute prin procese de reducere-oxidare, din particule nemagnetice de γ-FeOOH. Particulele magnetice sînt mărunțite în mori cu bile și apoi dispersate într-un lac sau pe o bandă din material plastic sub acțiunea unui cîmp extern (în vederea alinierii). Pentru particule alun-

gite există diferite zone de dimensiuni și forme. Diametrul tipic al acestora este cuprins între (200÷1000)Å (· 10^{-10} m), raportul tipic între lungime și diametru fiind de (5:1)÷(10:1). Particulele sînt unidomeniale, inversarea magnetizării se face prin procese incoerente. Cîmpul coercitiv este de ordinul a 300 Oe și este determinat în parte prin interacțiile între particule și în parte prin anizotropia de formă ($b/b_c \simeq 1{,}5$). Proprietățile benzilor magnetice pot fi îmbunătățite, într-o oarecare măsură, prin creșterea cîmpului coercitiv. Aceasta se poate realiza adăugînd cobalt în timpul procesului de elaborare. Cobaltul se regăsește în produsul final sub formă de ferită de cobalt. Anizotropia magnetocristalină ridicată a acestuia crește H_c la valori optime de (400÷600) Oe. Printre caracteristicile esențiale ale benzii, legate direct de proprietățile fizice ale particulei, menționăm zgomotul benzii (ce depinde de dimensiunea particulei) și înregistrarea la lungimi de undă mici, care este influențată de demagnetizarea proprie, determinată de raportul $M_r(\infty)/H_c$.

Un alt tip de material folosit în ultimii ani (în proporție de 5% din piața mondială) este Cr_2O_3. Particulele sînt produse prin sinteză hidrotermală din particule de CrO_3, în prezența unui catalizator. Particulele sînt în mod obișnuit de formă alungită. Anizotropia de formă conduce la cîmpuri coercitive de (500÷600)Oe similară cu cea a particulelor de γ-Fe_2O_3 ce conțin cobalt.

Lucrări de sinteză în ce privește mediile magnetice de înregistrare au fost publicate de Bate și Alstad [102], Van der Giessen [103], Mallison [104] și Corradi [105]. Cu toată atenția cercetătorilor de a justifica în mod satisfăcător procesul de „scriere" mai rămîn încă multe probleme de rezolvat. Această lipsă de înțelegere se datorește problemelor puse de analiza matematică a proceselor implicînd interacții ale particulelor compactizate, de diferite forme și dimensiuni. În prezent se cunoaște (așa cum am analizat deja) modul de rotație a magnetizării particulei cît și rolul interacțiilor între acestea. Astfel se poate prezice cîmpul coercitiv al pulberilor respective și se poate face o evaluare a interacțiilor dintre particule, în benzi [106]. În același timp s-au elaborat modele care descriu unele din proprietățile magnetice ale benzilor [107, 108]. Pe baza acestor cercetări se poate trasa calea de urmat în vederea perfecționării mediilor de înregistrare și anume îmbunătățirea proprietăților reologice prin îngustarea distribuției formelor, dimensiunilor și a cîmpurilor de comutare, împreună cu o mai bună dispersie și orientare a pulberilor în lacuri.

În afară de aceste direcții de acțiune prezise de teorie, s-a studiat modul în care poate fi îmbunătățită compoziția materialului realizîndu-se oxizi dopați cu cobalt depuși epitaxial, particule metalice aciculare, stabilizarea Cr_2O_3 și densificarea γ-Fe_2O_3. Toate aceste îmbunătățiri conduc la o nouă generație de materiale pentru înregistrări magnetice. Pentru exemplificare prezentăm în tabelul XV.4 caracteristicile magnetice și electroacustice ale unor benzi. Din aceste date se poate evalua creșterea calității benzilor de înregistrare pînă în 1978. Deși partea cea mai mare a consumului (20 000 t/an în 1977) se referă la γ-Fe_2O_3 pur, de calitate standard, și de zgomot mic se prevede o utilizare mai largă a pulberilor de înaltă calitate, pe măsura scăderii prețului lor de cost. În afară de materialele prezentate mai sus, menționăm calitățile pulberilor aciculare ale unor aliaje metalice. Acestea se pare că vor constitui soluția pentru înregistrarea la lungimile de undă foarte mici, de același ordin de mărime cu lungimea particulei magnetice, situație în care apar pierderi magnetice mari chiar pentru benzi de Cr_2O_3 sau γ-Fe_2O_3 dopate cu cobalt.

TABELUL XV.4

Caracteristicile magnetice și electroacustice ale benzilor

	Proprietăți magnetice					Proprietăți electroacustice					Banda referință (polarizată)
	H_c (Oe)	B_M (Gs)	B_r/B_M	OR	DM_s (%)	K_3 (%)	U_{1-10} (dB)	$A_v(3,5)$ (dB)	$A_{10_{max}}$ (dB)	S/N (dB)	
A. Calitate înaltă γ-Fe_2O_3 în 1972	330	1000	0,79	2,7	1	4,0	−3,0	−1,0	−3,0	45	Fe_2O_3
B. Standard γ-Fe_2O_3	320	980	0,70	2,5	1	7,0	−5,0	−3,0	−3,5	46	Fe_2O_3
C. Zgomot mic γ-Fe_2O_3	330	1150	0,79	2,9	1,2	5,0	−3,0	−0,5	−1,0	47,5	Fe_2O_3
D. Nivel de ieșire înalt γ-Fe_2O_3	340	1200	0,82	3,0	1,3	3,0	−1,0	+0,5	±0,0	48,5	Fe_2O_3
E. Dinamica înaltă γ-Fe_2O_3	340	1500	0,85	3,5	1,3	2,3	+0,5	+1,0	+0,5	49,0	Fe_2O_3
F. Cobalt epitaxial $Co_x^{2+}Fe_{1-x}^{2+}Fe^{3+}O_4$ pe γ-Fe_2O_3	375	1500	0,90	5,1	12,0	0,7	+2,0	+3,0	+1,0	35,5	Fe_2O_3
G. Cobalt epitaxial $Co_x^{2+}Fe_{1-x}^{2+}Fe^{3+}O_4$ pe γ-Fe_2O_3	600	1500	0,91	4,5	11,0	3,3	+3,5	+2,0	+1,5	48,5	CrO_2
H. Fericrom CrO_2+ γ-Fe_2O_3	500	1250	0,88	4,0	7,0	3,0	+1,5	+1,5	0,5	50	Fe_2O_3
I. Bioxid de crom CrO_2 (1972)	500	1200	0,90	5,0	25,0	3,0	+5,0	+0,5	±0,0	42	CrO_2
L. Bioxid de crom stabilizat (1977) CrO_2	520	1150	0,90	4,8	10,0	2,6	+4,0	+0,0	±0,5	42	CrO_2
M. Aliaj acicular Fe	600	1810	0,83	2,8	21,0	3,2	+6,0	±0,0	+3,0	56,0	CrO_2
N. Zgomot mic γ-Fe_2O_3 (exp)	330	1000	0,81	3,0	—	5,3	−4,0	−2,0	−0,5	44,0	Fe_2O_3
O. Zgomot mic γ-Fe_2O_3 (densificat)	310	1200	0,83	3,0	—	2,2	−4,0	+1,5	±0,0	47,5	Fe_2O_3

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

NOTAŢII LA TABELUL XV.4

B_r/B_n sau M_r/M_s — se măsoară în lungul direcţiei longitudinale;

OR — raportul orientării $(B_r)_{\parallel}/(B_r)_{\perp}$ unde $\parallel$ şi $\perp$ se referă la direcţiile longitudinale şi respectiv transversale;

DM_s (%) — stabilitatea în timp a magnetizării măsurată după 7 zile în condiţiile păstrării benzii la 60°C şi umiditate de 100%;

A_v (3,5) — nivelul maxim de ieşire la 333 Hz pentru un semnal ce produce o distorsiune a armonicii a 3-a de 3% (sau 5% pentru benzi de γ-Fe_2O_3). Această valoare este corelată cu magnetizarea remanentă a benzii, şi astfel cu cantitatea de material magnetic pe unitatea de strat;

$A_{10_{max}}$ — nivelul de ieşire maxim la saturaţie la 10 kHz; se corelează cu valorile H_c ale pulberilor;

U_{1-10} — dependenţa de frecvenţă a nivelului ieşirii. Aceasta reprezintă diferenţa între nivelul de ieşire la 1 kHz şi respectiv 10 kHz. Este corelată atît cu distribuţia cîmpului de comutare cît şi cu cîmpul coercitiv;

S/N — raportul semnal/zgomot, valoare ce este corelată cu volumul particulelor unidomeniale şi distribuţia dimensiunilor;

K_3(%) — factorul de distorsiune (în %) pentru un semnal de referinţă de 6,3 kHz. Această proprietate este în principal corelată cu calităţile dispersiei, orientării, formei şi distribuţiei de dimensiuni ale particulelor.

XV.6.3. Magnetismul rocilor

Rocile în mod frecvent conţin oxizi magnetici de fier care sînt fin divizaţi într-o matrice nemagnetică formată din silicaţi sau alte minerale. Dacă roca a fost iniţial răcită în cîmp magnetic eficace, magnetizările continuă să fluctueze cu un timp de relaxare dat de relaţia (XV.5.10) pînă la temperatura de blocare, T_B. Sub temperatura de blocare magnetizările rămîn fixate în direcţia de acţiune a aceluiaşi cîmp, a cărui istorie poate fi astfel evaluată. Procesul de magnetizare termo-remanentă este oarecum analog cu procesul de obţinere a remanenţei anhisteretice. În primul caz fluctuaţiile termice sînt blocate cînd se intră în gama temperaturilor de blocare iar în cazul al doilea fluctuaţiile vectorului magnetizare în cîmpuri externe sînt blocate cînd intensitatea cîmpului este de ordinul de mărime al cîmpurilor coercitive. Curbele termo-remanente observate pentru probe de roci, au aceleaşi porţiuni liniare, la cîmpuri de intensitate mică, ca în cazul curbei anhisteretice. Istoria pămîntului este înregistrată de către roci în maniera înregistrării pe benzi magnetice.

Prin măsurarea susceptivităţii iniţiale a rocilor, dM/dH, în funcţie de temperatură, se observă adesea maxime pronunţate la temperaturi

sub T_c. Aceste tipuri de maxime sînt caracteristice și materialelor feromagnetice normale și denumite *vîrfuri Hopkinson*, după cel care le-a descoperit în 1889. Pentru cazul prezent maximele corespund la temperatura de blocare T_B sub care duritatea magnetică crește, respectiv scade susceptivitatea ca rezultat al obținerii stabilității magnetice. Pentru un spectru de valori T_B îngust, această scădere este rapidă și este dată printr-un factor de 25 din relația $v_c = 25k_BT/K$. Pentru un spectru larg de dimensiuni descreșterea este mai mică.

S-au obținut și alte tipuri de curbe de remanență și s-au găsit a fi utile în obținerea spectrului de cîmpuri coercitive etc. În particular, au fost măsurate frecvent curbele de remanență și de demagnetizare *ac*. Problema magnetismului rocilor a fost analizată în lucrările [109—122].

BIBLIOGRAFIE

1. C. KITTEL, Phys. Rev., **70**, 965 (1946).
2. L. NÉEL, C. R. Acad. Sci. Paris, **224**, 1488 și 1550 (1947).
3. E. C. STONER, E. P. WOHLFARTH, Trans. Roy. Soc. (London), **A240**, 599 (1948).
4. E. KONDORSKY, Izv. Akad. Nauk, SSSR, **16**, 398 (1952).
5. W. F. BROWN, *Micromagnetics*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, 1963.
6. W. C. BROWN, Phys. Rev., **105**, 1479 (1957).
7. C. KITTEL, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
8. A. HERPIN, *Theorie du Magnetism*, Biblioteque des Sciences et Techniques Nucleaires, 1968.
9. L. LANDAU, E. LIFSHITZ, Zeit. Phys. SSSR, **8**, 153 (1935).
10. W. C. ELMORE, Phys. Rev., **53**, 757 (1938).
11. W. F. BROWN, Phys. Rev., **58**, 736 (1940).
12. S. SHTRIKMAN, D. TREVES, in *Magnetism*, Ed. G.T. Rado, H. Suhl, Academic Press, vol. III, 1963, p. 395.
13. A. AHARONI, S. SHTRIKMAN, Phys. Rev., **109**, 1522 (1958).
14. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **29**, 470 (1958).
15. E. H. FREI, S. SHTRIKMAN, D. TREVES, Phys. Rev., **106**, 446 (1957).
16. E. KONDORSKY, DAN SSSR, **82**, 365 (1962).
17. W. F. BROWN, Phys. Rev., **124**, 1348 (1961).
18. M. W. MULLER, A. WOHLAN, J. Appl. Phys., **32**, 2445 (1961).
19. P. RHODES, Proc. Leeds Phil. Soc., **5**, 116 (1949).
20. C. E. JOHNSON, J. Appl. Phys., **33**, 2515 (1962).
21. E. P. WOHLFARTH, Adv. Phys., **8**, 87 (1959).
22. W. F. BROWN, A. H. MORRISH, Phys. Rev., **105**, 1198 (1957).
23. C. E. JOHNSON, W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **32**, 243S (1961).
24. R. GANS, Ann. Physik, **15**, 28 (1932).
25. E. P. WOHLFARTH, Phil. Mag., **46**, 1155 (1955).
26. I. DZYALOSHINSKY, J. Phys. Chem. Solids, **4**, 241 (1958).
27. P. M. PRACHE, *Structures Granulaires Ferromagnetiques*, Paris, Dunod, 1957.
28. K. GANZHORN, Zeit. angew. Phys., **10**, 169 (1958).
29. E. P. WOHLFARTH, Research, **7**, S18 (1954).
30. L. WEIL, C.R. Acad. Sci. Paris, **227**, 1347 (1948).
31. W. P. OSMOND, Proc. Phys. Soc. (London), **67**, 875 (1954).
32. C. P. BEAN, J. Appl. Phys., **26**, 1381 (1955).
33. R. B. CAMPBELL, J. Appl. Phys., **28**, 381 (1957).
34. T. O. PAINE, *Magnetic Properties of fine particles*, in *Magnetic Properties of Metals and Alloys* (cap. 8), p. 146—167, Am. Soc. Metals Cleveland, Ohio, 1959.
35. E. KNELLER, *Fine Particles Theory*, in *Magnetism and Metallurgy*, Ed. A. Berkovitz, E. Kneller, Academic Press, New York, 1969.
36. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **33**, 3026 (1962).
37. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **34**, 2434 (1963).
38. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **35**, 2102 (1964).
39. S. SHTRIKMAN, D. TREVES, J. Phys. Rad., **20**, 286 (1959).
40. F. E. LUBORSKY, J. Appl. Phys., **32**, 171S (1961).

41. L. NÉEL, C.R. Acad. Sci. Paris, **228**, 644 (1949).
42. A. MARSH, Brit. J. Appl. Phys., **15**, 591 (1964).
43. T. O. PAINE, F. E. LUBORSKY, J. Appl. Phys., **31**, 785 (1960).
44. G. BATE, J. Appl. Phys., **32**, 239S (1961).
45. E. P. WOHLFARTH, J. Appl. Phys., **30**, 117S (1959).
46. I. S. JACOBS, F. E. LUBORSKY, J. Appl. Phys., **28**, 467 (1957).
47. K. SCHULLER, Zeit. Metallk., **52**, 492 (1961).
48. W. ARCHENHOLD, H. F. SANDHAM, J. E. THOMPSON, Brit. J. Appl. Phys., **11**, 46 (1960).
49. S. SHTRIKMAN, E. P. WOHLFARTH, J. Appl. Phys., **32**, 241S (1961).
50. E. KONDORSKY, J. Appl. Phys., USSR, **2**, 161 (1940).
51. A. AHARONI, J. Appl. Phys., **30**, 70S (1959).
52. A. G. BERKOWITZ, P. J. FLANDERS, J. Appl. Phys., **29**, 314 (1918).
53. H. ZIJLSTRA, IEEE Trans. Magnet., **MAG-6**, 179 (1970).
54. H. ZIJLSTRA, J. Appl. Phys., **42**, 1510 (1971).
55. H. ZIJLSTRA, J. Appl. Phys., **41**, 4881 (1970).
56. J. J. BECKER, J. Appl. Phys., **42**, 1537 (1971).
57. J. J. BECKER, J. Appl. Phys., **39**, 1270 (1968).
58. W. F. BROWN, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam, 1962.
59. I. S. JACOBS, C. P. BEAN, Phys. Rev., **100**, 1060 (1955).
60. T. O. PAINE, L. T. MENDELSOHN, P. E. LUBORSKY, Phys. Rev., **100**, 1055 (1955).
61. L. NÉEL, C. R. Acad. Sci. Paris, **240**, 1550 (1947).
62. P. E. LUBORSKI, L. T. MENDELSOHN, T. O. PAINE, J. Appl. Phys., **28**, 344 (1957).
63. L. T. MENDELSOHN, P. E. LUBORSKY, T. O. PAINE, J. Appl. Phys., **26**, 1274 (1955).
64. E. ADAMS, W. H. HUBBARD, A. M. SYCLES, J. Appl. Phys., **23**, 1207 (1952).
65. A. H. GEISLER, Rev. Mod. Phys., **25**, 316 (1953).
66. A. H. MORRISH, S. P. YU, J. Appl. Phys., **26**, 1049 (1955).
67. A. H. MORRISH, L. A. WATT, Phys. Rev., **105**, 1476 (1957).
68. I. S. JACOBS, C. P. BEAN, in *Magnetism*, Vol. III, p. 271, Ed. G.T. Rado, H. Suhl, Academic Press, 1963.
69. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **30**, 130S (1959).
70. L. NÉEL, Ann. Geophys., **5**, 99 (1949).
71. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **34**, 1319 (1963).
72. H. A. KRAMERS, Physica, **7**, 284 (1940).
73. N. BLOEMBERGEN, Phys. Rev., **78**, 572 (1952).
74. T. L. GILBERT, Phys. Rev., **100**, 1243 (1955).
75. A. AHARONI, Phys. Rev., **135A**, 447 (1964).
76. E. THELLIER, J. Phys. Radium, **12**, 205 (1951).
77. L. NÉEL, Adv. Phys., **4**, 191 (1955).
78. W. J. SCHUELE, S. SHTRIKMAN, D. TREVES, J. Appl. Phys., **36**, 1010 (1965).
79. W. F. BROWN, IEEE Trans. Magn., **MAG-15**, 1196 (1979).
80. F. C. WEST, J. Appl. Phys., **32**, 249S (1961).
81. F. C. WEST, Bull. Am. Phys. Soc., **7**, 148 (1960).
82. C. J. LIN, J. Appl. Phys., **32**, 233S (1961).
83. A. KNAPPWOST, G. RUST, Zeit. Electrochem., **63**, 701 (1959).
84. A. HAHN, Zeit. angew. Phys., **13**, 165 (1961).
85. C. ABELEDO, P. W. SELWOOD, J. Appl. Phys., **32**, 229S (1961).
86. J. J. BECKER, J. Met., **209**, 59 (1957).
87. A. E. BERKOWITZ, H. PAPADIMITRAKI, Zeit Phys. Chem., **32**, 51 (1962).
88. W. HENNING, E. VOGT, J. Appl. Phys. Rad., **20**, 277 (1959).
89. E. D. DANIEL, R. NOBLE, J. Appl. Phys., **27**, 1448 (1956).
90. C. P. BEAN, I. S. IACOBS, J. Appl. Phys., **33**, 1922 (1962).
91. C. P. BEAN, J. D. LIVINGSTONE, J. Appl. Phys., **30**, 120S (1959).
92. L. WEIL, *Colloque National de Magnetism*, Edition CNRS, 1958, p. 147.
93. J. J. BECKER, Trans. Am. Inst. Minning. Met., Petrol Engrs., **209**, 9 (1957).
94. J. W. CAHN, Trans. Am. Inst. Minning. Met., Petrol Engrs., **209**, 1309 (1957).
95. L. WEIL, J. Chim. Phys., **51**, 715 (1954).
96. L. WEIL, L. GRÜNER, C.R. Acad. Sci. Paris, **243**, 1629 (1956).
97. E. P. WOHLFARTH, *Permanent Magnet Materials in Magnetism*, vol. III, Ed. G.T. Rado, H.Suhl, Academic Press, 1963.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

98. F. KNELLER, F. E. LUBORSKY, J. Appl. Phys., **34**, 656 (1963).
99. M. SATO, T. MITUI, J. Phys. Japan, **19**, 5 (1964).
100. E. BURZO, *Magneţi permanenţi* (în redactare).
101. E. P. WOHLFARTH, Inst. Phys. Conf. Ser., **40**, 55 (1978).
102. C. BATE, J. K. ALSTAD, IEEE Trans. Magn., MAG-5, 821 (1969).
103. A. A. VAN DER GIESSEN, Rev. Phys. Appl., **9**, 869 (1974).
104. J. C. MALLISON, Proc. IEEE, **64** (2), 196, (1976).
105. A. R. CORRADI, J. Magn. Magn. Mat., **7**, 299 (1978).
106. W. F. JAEP, J. Appl. Phys., **42**, 2790 (1971).
107. G. BATE, P. DUNN, IBM J. Res. Develop., Nov., 563 (1974).
108. H. N. BETRAM, IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 1039 (1974); **MAG-11**, 1176 (1975).
109. D. J. DUNLOP, Rev. Geophys. Space Phys., **11**, 855 (1975).
110. D. J. DUNLOP, J. Geophys., **40**, 439 (1974).
111. D. J. DUNLOP, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1267 (1977).
112. S. K. RUNCORN, Adv. Phys., **4**, 244 (1955).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XVI. | COMPORTAREA MAGNETICĂ A PĂTURILOR SUBŢIRI

XVI. 1. Introducere

În funcţie de context, conţinutul noţiunii de „pătură subţire feromagnetică" poate varia într-o măsură semnificativă. Ca atare, pare indicat pentru început a lămuri accepţiunea care i se conferă. Din punct de vedere practic, pătura subţire feromagnetică este un strat de material de grosime microscopică (de la cîţiva Å la cîteva mii de Å), cu extensie macroscopică în celelalte două dimensiuni, depus printr-o metodă oarecare pe un suport masiv şi avînd anumite proprietăţi de coeziune şi uniformitate. O astfel de descriere a păturii subţiri feromagnetice este adecvată pentru studiile experimentale [1], pentru aplicaţiile tehnologice [2, 3] precum şi pentru teoriile fenomenologice semiclasice ale feromagnetismului [4, 5]. Un alt punct de vedere întîlnit în studiul teoretic al bazelor feromagnetismului în pături subţiri [6] situează pătura subţire feromagnetică în rîndul sistemelor de mai multe corpuri (spini cu o anumită ordonare spaţială), finite într-o direcţie şi satisfăcînd anumite condiţii de uniformitate şi coeziune.

Investigarea păturilor subţiri feromagnetice s-a dovedit fructuoasă deoarece: (1) studiul acestei ramuri specializate a adîncit cunoaşterea feromagnetismului în general [6, 7]; (2) proprietăţile magnetice sînt foarte sensibile la structură şi ca atare comportarea păturilor ordonate feromagnetic furnizează informaţii subtile asupra structurii şi proprietăţilor *tuturor* păturilor subţiri, informaţii greu de obţinut prin alte mijloace [8].

Interesul pentru studiul păturilor subţiri ordonate magnetic a fost stimulat, îndeosebi, de proprietatea remarcabilă a acestora de a se prezenta, în anumite condiţii, ca monodomenii magnetice ce au o întindere macroscopică. Această proprietate, prezisă de Kittel [9] reflectă influenţa decisivă uneori, pe care o poate avea geometria, alături de caracteristicile de material, asupra proprietăţilor magnetice, În particular — capitolul XIII — scăderea grosimii păturii sub o anumită valoare prag face ca existenţa pereţilor să devină nefavorabilă energetic, astfel încît întregul eşantion se comportă ca un monodomeniu, magnetizat la saturaţie într-o anumită direcţie.

În capitolul XIII, admiţînd ca rezolvată problema apariţiei magnetizării spontane, am analizat direcţia magnetizării în pături subţiri, problemă de importanţă decisivă în înţelegerea proprietăţilor de histereză, galvanomagnetice precum şi a unui larg evantai de fenomene tranzitorii şi de inversare a direcţiei magnetizării în cîmpuri magnetice externe

variabile [10, 11]. Ca urmare a existenţei unei suprafeţe naturale foarte netede a păturii, în comparaţie cu suprafeţele unui corp masiv. deformările spectrului magnetizării datorită asperităţii suprafeţelor sînt minime. În acelaşi timp marea anizotropie a formei face să nu existe pereţi paraleli cu feţele păturii şi deci ca observaţiile efectuate la suprafaţă să fie reprezentative pentru întreaga grosime a păturii. Aceste circumstanţe măresc mult valoarea datelor experimentale, deoarece permit cunoaşterea direcţiei magnetizării peste tot în pătură şi deci o comparaţie directă cu teoria.

Direcţia magnetizării este puternic afectată de condiţiile externe în care se află eşantionul, precum şi de istoria acestuia (intensitatea şi durata cîmpurilor magnetice aplicate) [5, 10]. Aceasta face ca găsirea ei prin metode statistice să fie imposibilă. Am evidenţiat în capitolul XIII că au fost imaginate metode fenomenologice de rezolvare a problemei direcţiei magnetizării şi anume teoria domeniilor [4, 12] şi teoria micromagnetică [5, 13].

O a doua problemă, cu caracter fundamental, constă în elaborarea unui model realist de pătură subţire, care să fie capabil să prezică influenţa diferiţilor factori ca dimensiune, formă, tehnologia de obţinere, oxidare etc., asupra *apariţiei* magnetizării spontane. O competentă trecere în revistă a rezultatelor obţinute pînă în anul 1972 a fost făcută de Corciovei, Costache şi Vamanu [6].

În cadrul acestui capitol, pentru început, prezentăm date legate de comportarea magnetică a unor clase de păturii subţiri. În acest context analizăm proprietăţile magnetice ale păturilor subţiri monocristaline ale metalelor de tranziţie *d*, a păturilor subţiri amorfe ale metalelor de tranziţie 3*d* şi a aliajelor acestora cît şi a aliajelor pămînturilor rare cu metalele de tranziţie 3*d*. Vom discuta apoi comportarea magnetică a păturilor subţiri folosite ca suport pentru domeniile cilindrice (bubbles, bule) problemă de mare interes tehnic. Se analizează modul în care structura păturii influenţează proprietăţile magnetice ale acesteia şi respectiv procesele de inversare a fuxului în păturii cu anizotropie uniaxială. În final trecem în revistă modelele ce descriu apariţia ordonării magnetice în păturii subţiri, modele ce pleacă de la un hamiltonian de tip Heisenberg. Dat fiind faptul că în capitolul VII am analizat predicţiile acestor modele, vom prezenta doar aspectele particulare în utilizarea lor, generate de geometria păturii subţiri. Discutăm apoi unele probleme legate de dependenţa magnetizării de temperatură cît şi de poziţia stratului monoatomic în pătura subţire. Date despre comportarea păturilor subţiri feromagnetice pot fi găsite şi în lucrarea lui Bursuc şi Suciu [14].

XVI.2. Proprietăţile magnetice ale păturilor subţiri monocristaline

În prezent există un volum extrem de mare de date privind comportarea magnetică a păturilor subţiri ale metalelor de tranziţie 3*d* şi a aliajelor acestora. Prezentarea rezultatelor acestor cercetări depăşeşte cadrul lucrării. Ca atare, ne vom limita la evidenţierea unor studii recente avînd ca obiectiv păturile monocristaline ale metalelor de tranziţie 3*d*. Pe parcursul capitolului ne vom referi şi la alte date, în contextul justificării unor modele teoretice. În continuare se va analiza influenţa suportului asupra proprietăţilor magnetice cît şi comportarea păturilor subţiri modulate compoziţional.

XVI.2.1. Pături subțiri monocristaline ale metalelor de tranziție 3*d*

Interesul legat de studiul comportării magnetice a păturilor subțiri a crescut ca urmare a cercetărilor teoretice cît și a celor experimentale în contextul elucidării unor probleme legate de fizica suprafețelor. Aceste studii au în vedere modul în care dimensiunea finită a păturii subțiri magnetice influențează distribuția densității de spin, comparativ cu cea a materialului masiv, rolul pe care îl au stările de suprafață, etc. [15]. Dezvoltarea unor noi tehnici experimentale ca difracția electronilor cu spini polarizați, fotoemisia polarizată de spin, spectroscopia capturii electronilor, efectul Mössbauer etc., au permis obținerea de noi date privind magnetismul păturilor subțiri de fier, cobalt sau nichel.

În cazul păturilor de fier sau cobalt s-au observat, prin efect Hall anormal [16], momente magnetice ordonate chiar și atunci cînd se depune un singur strat atomic pe aliaje de Pb—Bi supraconductoare. Rezultatele deosebit de interesante s-au evidențiat prin rezonanță nucleară gama în cazul păturilor subțiri de fier (110) crescute epitaxial pe argint (111).

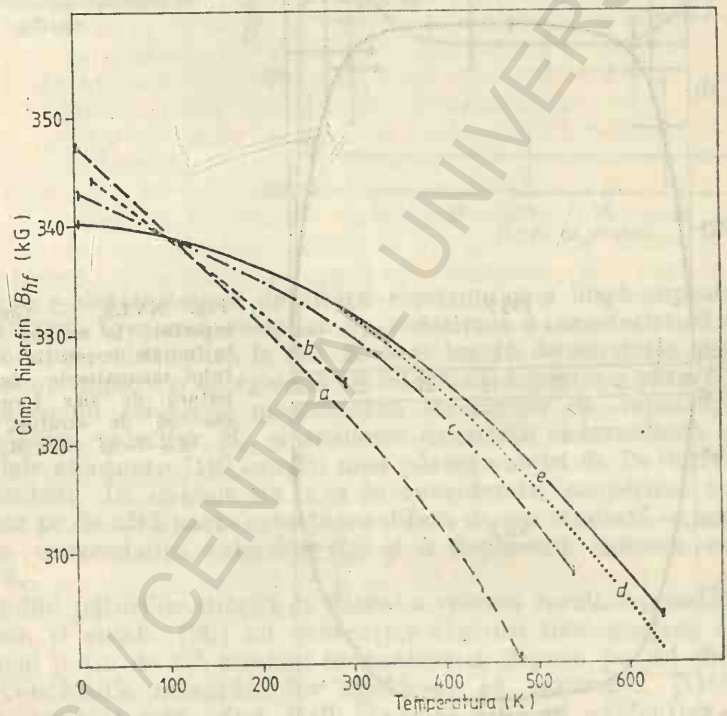


Fig. XVI.1. — Dependența de temperatură a cîmpurilor hiperfine la nucleul ^{57}Fe pentru pături monocristaline de fier, de diferite grosimi: *a* — 20 Å, *b* — 35 Å, *c* — 70 Å, *d* — 100 Å, *e* — 20 000 Å.

Pentru a se evita oxidarea stratului superficial după depunere, acesta a fost acoperit cu argint. Deoarece cîmpul hiperfin este proporțional cu magnetizarea locală, aceste studii pot furniza informații legate de dependența magnetizării de temperatură sau de poziția stratului. În figura XVI.1 se prezintă dependența de temperatură a cîmpurilor hiperfine

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

B_{hf}, pentru diferite grosimi ale păturii [17]. La o grosime a păturii de 10^4 Å aceasta se comportă similar cu materialul masiv. Pentru temperaturi $T > 100$ K cîmpurile hiperfine descresc mai rapid cu temperatura decît în cazul materialului masiv. Acest fapt este de aşteptat dat fiind interacţiile de schimb mai mici ce apar între atomii stratului de suprafaţă.

Pentru păturile de 20 Å şi 35 Å dependenţa de temperatură a lui B_{hf} deviază de la o lege în $T^{3/2}$ caracteristică fierului masiv; la temperaturi joase este aproximativ liniară. Această comportare a fost prezisă pentru pături foarte subţiri. Astfel, o predicţie teoretică mai recentă, evidenţiază că [18]

$$\Delta M(T) \propto T \exp(-\epsilon_a/k_B T), \qquad \text{(XVI.2.1)}$$

unde ϵ_a este energia de anizotropie. Pentru $\epsilon_a \ll k_B T$ relaţia (XVI.2.1) evidenţiază o dependenţă de temperatură liniară a magnetizării.

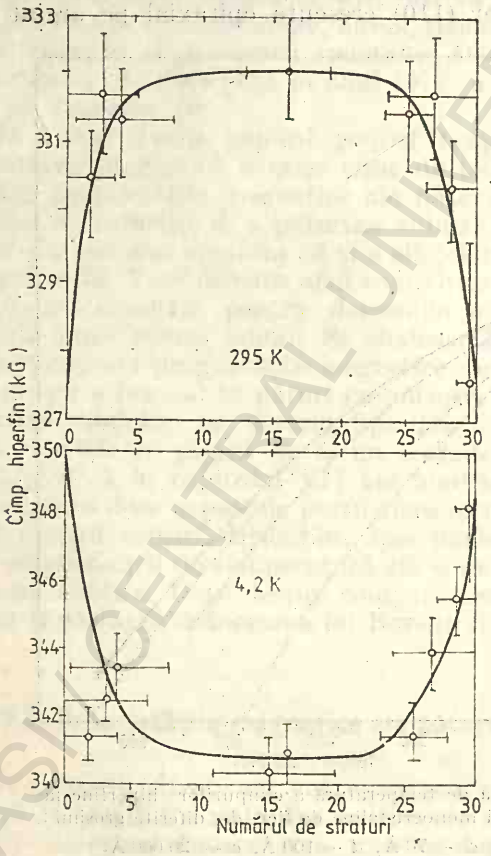


Fig. XVI.2. — Cîmpul hiperfin la nucleul ^{57}Fe în funcţie de poziţia stratului monoatomic într-o pătură de fier formată din 30 de straturi, la 4,2 K şi 295 K.

La temperaturi mai mici decît 50 K, cîmpurile hiperfine sînt mai mari în păturile subţiri decît în materialul masiv. Acest fapt este atribuit amplificării la suprafaţă a magnetizării.

Dependenţa cîmpurilor hiperfine de poziţia stratului, pentru o pătură formată din 30 de straturi monoatomice, este redată în figura XVI.2. La 295 K se evidenţiază la suprafaţa păturii o scădere a valorilor

B_{hf} comparativ cu valoarea de 333 kG caracteristică fierului masiv, în timp ce la 4,2 K magnetizarea straturilor de suprafaţă creşte comparativ cu valoarea tipică materialului masiv (340 kG). În aceste figuri suprafaţa exterioară a păturii este situată în dreapta. Deplasările izomere determinate la $T = 295$ K sînt reprezentate în figura XVI.3 şi calitativ prezintă aceeaşi dependenţă de poziţia stratului ca la 4,2 K [17]. Acestea

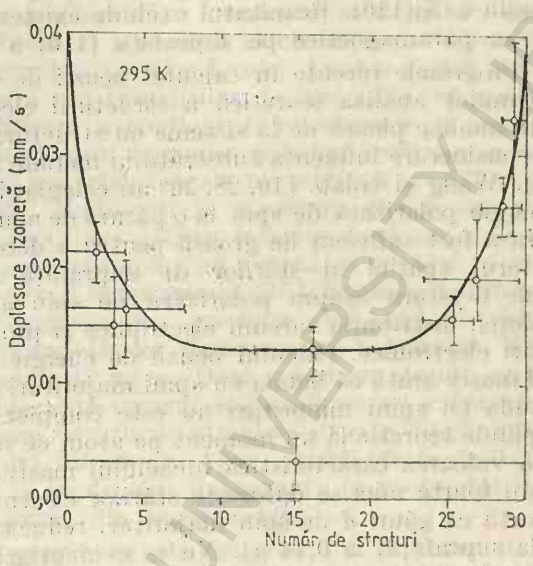


Fig. XVI.3. — Dependenţa deplasării izomere la 295 K, în funcţie de poziţia stratului monoatomic în pătură.

evidenţiază o descreştere a densităţii electronilor s lîngă suprafaţa acoperită cu argint. Creşterea valorilor B_{hf} constituie o caracteristică a păturii iar dependenţa evidenţiată la 295 K pare legată de excitaţia sistemului, care aparent implică o energie mai mică lîngă suprafaţa păturii, efectul acesta depăşind creşterea magnetizării straturilor de suprafaţă.

Creşterea valorilor B_{hf} şi scăderea densităţii electronilor s concordă cu calculele efectuate [19] asupra unei pături subţiri de Fe (001) formată din 7 straturi. În calcule nu se ia în considerare acoperirea suprafeţei păturii iar pe de altă parte orientarea diferă de cea studiată experimental. Ca atare, concordanţa valorilor B_{hf} şi a deplasării izomere este doar calitativă.

Studiul păturilor subţiri de nichel a relevat rezultate contradictorii. Leiberman şi colab. [20] au evidenţiat straturi nemagnetice de nichel pentru mai puţin de 2,5 straturi monoatomice depuse pe un substrat de cupru. Concluziile măsurătorilor ulterioare se contrazic. Astfel, spre exemplu, studiile prin efect Hall anormal [16] au evidenţiat existenţa unor straturi nemagnetice. Alte cercetări nu confirmă însă această afirmaţie. Prin difracţie şi fotoemisie polarizată de spin [21, 22] s-a arătat că feromagnetismul apare deja în pături cu o grosime medie de unul sau două straturi monoatomice. Spectroscopia de captură a electronilor evidenţiază că un monostrat de nichel depus pe un substrat de cupru este magnetic, momentul acestuia fiind însă mai mic decît al nichelului masiv [23]. Polarizarea de spin a electronilor emişi de Ni(100) [24] a putut fi justificată prin studiul fotoemisiei benzii, folosind ca parametru despicarea prin schimb [25]. Mărimea despicării prin schimb implicată a fost

de 0,33 eV, în bună concordanță cu valoarea de 0,31 eV determinată în cazul nichelului masiv.

Studiile prin emisie a cîmpului polarizat de spin pe Ni(100) au fost interpretate admițînd că proprietățile magnetice ale suprafeței și a materialului masiv sînt similare [26]. Eberhard și colab. [27] au măsurat o valoare a despicării prin schimb la 100 K, de $0{,}30 \pm 0{,}02$ eV pentru o stare a suprafeței electronice, localizată în punctul $\bar{S}$ al suprafeței zonei Brillouin a Ni(110). Rezultatul exclude existența unor straturi nemagnetice sau paramagnetice pe suprafața (110) a nichelului.

Progresele recente în calculul benzii de energie polarizată de spin au stimulat analiza teoretică a structurii electronice a păturii subțiri. Aceste analize pleacă de la sisteme cu structuri ideale. În aceste studii se ia în considerare influența substratului metalic nemagnetic, ca de exemplu cupru. Wang și colab. [19, 28, 29] au calculat în mod selfconsistent banda de energie polarizată de spin la o pătură de nouă monostraturi de Ni(001). Pătura a fost suficient de groasă pentru a determina: dispersia energiei, caracterul spațial al stărilor de suprafață ale nichelului și respectiv efectele acestora asupra polarizării de spin a suprafeței, magnetizarea suprafeței, distribuția sarcinii electronice și proiecția pe strat a densității de stări electronice. Calculul benzii de energie polarizată de spin pentru nichel masiv arată că banda cu spini majoritari este aproape plină în timp ce banda cu spini minoritari nu este complet plină. Numărul de găuri corespunde teoretic la un moment pe atom de nichel de 0,56 μ_B, ușor mai mic ca valoarea caracteristică nichelului masiv. Influența suprafeței și a grosimii foarte mici se datorește stărilor electronice de suprafață care se comportă ca găuri *d* de spin majoritar, reducînd momentul magnetic de spin la suprafață, la 0,44 μ_B. Nu se evidențiază straturi nemagnetice pe suprafețele (001) ale nichelului. În cazul unei pături de Cu(001) cu 5 monostraturi nu se evidențiază prezența unui moment magnetic. Pentru un monostrat de Ni(001) depus pe substrat de cupru, stările de suprafață de tip gaură *d*, de spin majoritar, reduc momentul nichelului, la valoarea de 0,39 μ_B. Un caz interesant este cel al unui monostrat de nichel în vid cu un moment prezis al nichelului de 0,85 μ_B, apropiat de limita atomică. În comparație cu un monostrat de nichel depus pe un substrat de cupru sau pături de Ni(001) cu 9 monostraturi o parte mai mare din densitatea de stări este „împinsă" în vid și astfel interacția de schimb crește. Densitatea de stări electronice la nivelul Fermi, pentru banda cu spini minoritari, este mai mare decît cea pentru banda cu spini majoritari, și astfel orice scădere în numărul total de electroni (ce se deplasează în spațiul vidat) poate conduce la o creștere în momentul magnetic, deoarece banda cu spini minoritari pierde electroni.

Aceste rezultate evidențiază că stratul de nichel este magnetic cînd este izolat sau depus pe un substrat de cupru. Reducerea momentului magnetic pentru stratul de nichel depus pe un substrat de cupru, coincide cu rezultatele spectroscopiei de captură de electroni [22].

Existența straturilor nemagnetice nu a fost confirmată în cazul cobaltului. Măsurătorile prin efect Mössbauer [30] au evidențiat că atomii stratului de suprafață au un moment magnetic identic cu cel caracteristic materialului masiv. Electronii polarizați de spin nu evidențiază la suprafața cobaltului stări nemagnetice, similar ca în cazul fierului și nichelului [26,31,32].

XVI.2.2. Influența substratului asupra proprietăților magnetice. Pături subțiri modulate compozițional

În paragraful precedent am evidențiat că proprietățile magnetice ale nichelului și fierului pot fi modificate ca urmare a schimbării aranjamentelor atomice. Stratul de suprafață are astfel o structură electronică diferită de cea a straturilor monoatomice interioare, ca urmare a discontinuității suprafeței. Modificări în structura electronică pot apare și ca urmare a modificării configurației atomice locale. Acestea pot fi generate și de efectele presiunii, alierii sau tranzițiilor de fază [33]. Se pot folosi și alte modalități de modificare a configurațiilor atomice și implicit a structurilor electronice. Astfel, spre exemplu, paladiul iradiat este supraconductor la 3,2 K [34] deși materialul masiv nu prezintă această proprietate pînă la 0,0013 K [35]. Modificări în structura electronică se pot produce prin modularea compoziției păturii folosind două sau mai multe elemente. Să considerăm, spre exemplu, un sistem ce conține o componentă A magnetică și respectiv B nemagnetică [15]. În afară de diferențele chimice între cele două componente crescute epitaxial în secvența $ABAB\ldots$, în stabilirea proprietăților fizice un rol important îl joacă nepotrivirea dintre parametrii de rețea. Dacă un strat atomic cu parametrul de rețea a_0, mai mic, este crescut epitaxial pe un substrat cu o constantă de rețea mai mare, straturile atomice situate lîngă interfață vor relaxa, fiecare spre o altă valoare a. Apar, astfel, efecte de întindere ale stratului, care conduc la modificări importante în proprietățile electronice și magnetice ale unuia din componenți.

Pentru a obține noi proprietăți de material s-a preparat structuri modulate compozițional [36] și structuri coerente în straturi foarte subțiri [37], din perechi de metale ca de exemplu Cu/Ni, Nb/Cu etc. În cazul Cu/Ni modulat compozițional, studiile prin rezonanță feromagnetică au evidențiat o densitate a magnetizării locale amplificată pe atomi de nichel. Aceste rezultate sînt explicate printr-o anizotropie mare a suprafeței [36]. Datele de rezonanță evidențiază în același timp o creștere a valorii temperaturii Curie T_c, a păturii modulate, comparativ cu valoarea T_c a aliajului omogen [26]. Calculele de bandă asupra structurilor modulate coerent Ni/Cu prezic momente mai mici ca cele caracteristice nichelului masiv la interfața Ni-Cu (0,37 μ_B) și pe atomii de Ni centrali (0,50 μ_B) [38]. Aceste studii au fost verificate prin difracție cu neutroni [29].

Studiile au avut în vedere și folosirea nepotrivirii între parametrii de rețea, pentru a „întinde" stratul depus. S-a evidențiat [40] că momentul magnetic al γ-Fe pe suprafețele (111) ale aliajului Au-Cu depinde de compoziție și deci de constanta de rețea. Astfel momentul variază de la 0,6 μ_B, valoare ce indică un magnetism slab, pînă la 2,6 μ_B/atom la 10% at Au. Această ultimă valoare este caracteristică unui magnetism puternic. Rezultatele sînt în concordanță cu prezicerile teoretice [41].

S-au efectuat măsurători magnetice și prin efect Mössbauer la nucleul ^{57}Fe în pături subțiri Fe/Pd modulate compozițional cu $\lambda = 15 \pm \pm 1$ Å și de grosime 1,5 ; 3,5 și 5 Å [42]. În cazul păturii de 1,5 Å s-au evidențiat valori T_c amplificate în timp ce pentru pătura de 3,5 Å se obțin valori mai mari ale magnetizării. Pătura cu grosimea de 5 Å prezintă o distribuție complexă a magnetizării. Studiile prin efect Mössbauer confirmă aceste rezultate.

Creşteri deosebit de mari ale susceptivităţii magnetice, care evidenţiază aproape o ordonare magnetică, au fost observate în cazul păturilor subţiri de paladiu aşezate sub formă de sandviş între pături mai groase de aur. În figura XVI.4 se prezintă dependenţa de temperatură a inversu-

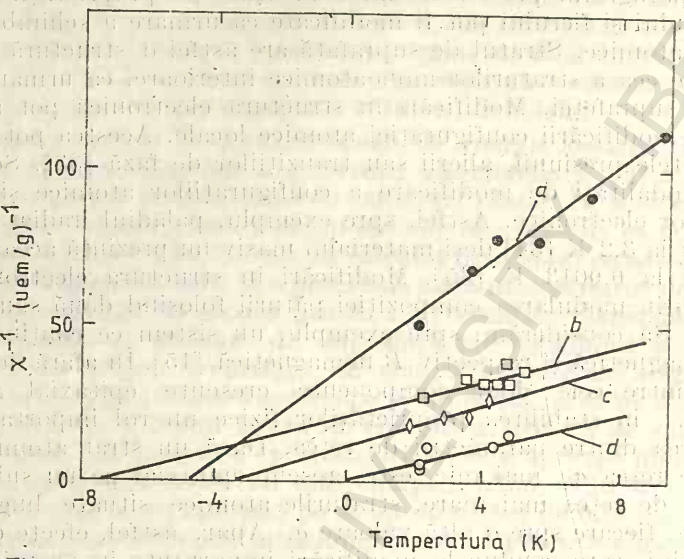


Fig. XVI.4. — Dependenţa de temperatură a inversului susceptivităţii magnetice la păturile de paladiu depuse pe substrat de aur; *a* — 5 straturi Pd, *b* — 1 strat Pd ($\chi^{-1} \times 10$), *c* — 5 straturi Pd ($\chi^{-1} \times 2$), *d* — 1 strat Pd.

lui susceptivităţii magnetice pentru unele pături. Se evidenţiază că valorile χ^{-1} urmează o lege de tip Curie-Weiss [43], deşi paladiul normal nu are un moment localizat. Comportarea observată este atribuită dilatării constantei medii de reţea a paladiului ($a_0 = 3{,}890$ Å) depus pe faţa (001) a păturii de aur ($a_0 = 4{,}078$ Å). Această nepotrivire, de 4,72%, conduce la „dilatarea" parametrului de reţea cu $\simeq 2{,}5\%$ şi relaxarea acestui efect în cîteva straturi [44]. Magnetismul amplificat al paladiului, ca urmare a întinderii, nu este surprinzător, deoarece paladiul este mai puţin magnetic pe măsura comprimării. Calculele benzii de energie [45] a paladiului conduce la o creştere de 8,4% a densităţii de stări, $\eta(\epsilon_F)$, pentru o creştere de 2,3% a parametrului de reţea. Deoarece Pd în sandviş de tip Au/Pd/Au suferă o tensiune tetragonală, creşterea valorilor $\eta(\epsilon_F)$ poate diferi de cele ale Pd normal. Pentru sistemul Au-Pd-Au au fost determinate valori ale amplificării prin schimb α (relaţia (VI.5.24)) cuprinse între 370 şi 28 000 atît din temperatura fluctuaţiilor de spin, cît şi din susceptivitatea magnetică. Aceste valori α mari apar ca urmare a faptului că la presiune normală, paladiul este aproape magnetic, cu $\alpha = 10$ şi respectiv α este foarte sensibil la mici modificări în densitatea de stări şi/sau la parametrul de interacţie.

Brodsky [33] a studiat comportarea magnetică a sistemului Au/Cr/Au. Se evidenţiază prezenţa momentelor localizate la temperaturi mai mari ca temperatura Néel, T_N, şi respectiv o comportare antiferomagnetică. Factorul de amplificare prin schimb determinat este de $\alpha \simeq$ $\simeq 200$.

Am arătat în paragraful VII.11 că antiferomagnetismul de bandă al cromului masiv se datorește structurii specifice a suprafeței Fermi. Orice modificare a parametrului de rețea al cromului în sandviș și/sau o distorsiune de la simetria cubică a rețelei poate afecta detaliile suprafeței Fermi. Acest fapt justifică scăderea temperaturii Néel de la 320 K la 2,4 K. Factorul de amplificare Stoner este $\alpha = [1 - \mathcal{J}(q)\ \overline{\chi}_0(q, \omega, T)]^{-1}$ iar valoarea măsurată a susceptivității corespunde la $\overline{\chi}(0,0,0)$. Deoarece, aparent, există momente localizate la $T > T_N$ și o valoare α mare, o pondere mare la $\overline{\chi}$ o are starea cu $q = 0$. Dacă sistemul este antiferomagnetic, maximul în $\overline{\chi}(q)$ apare la $q \neq 0$. Existența unei valori $\overline{\chi}$ mari la $q = 0$ este însă favorizată în cazul în care luăm în considerare dependența de q a lui $\mathcal{J}(q)$. Am evidențiat în paragraful VII.9.3 că $\mathcal{J}(q)$ scade treptat pe măsură ce q crește (inițial $\mathcal{J}(q) \propto q^2$), de la valoarea maximă caracteristică pentru $q = 0$. Faptul că $\mathcal{J}(q)$ nu este constantă, determină evidențierea unor momente localizate chiar pentru cazul antiferomagnetic descris mai sus.

Spre deosebire de antiferomagnetismul observat în sistemul Au/Cr/Au, stratul de suprafață al păturii de crom s-a relatat a fi feromagnetic [46]. Diferența de comportare poate fi atribuită modului de dispunere a straturilor și anume în sandviș și respectiv în stratul de suprafață al păturii de crom.

Păturile subțiri ale metalelor, modulate compozițional (sandviș) sînt deosebit de interesante generînd noi tipuri de materiale cu proprietăți deosebite. Spre exemplu un monostrat de Pd depus pe Nb sau Ta conduce la eliminarea hidrogenului absorbit pe substrat. Se așteaptă în viitor, evidențierea și a altor fenomene interesante cu implicații tehnologice.

XVI.3. Pături subțiri amorfe

Ca urmare a elaborării unor tehnici de preparare a materialelor amorfe sub formă de pături subțiri, studiul acestora s-a dezvoltat deosebit de mult. Faza amorfă poate fi obținută prin una din metodele: (1) răcire rapidă; (2) co-depunerea a două sau mai multe elemente (ce au raze atomice diferite) atît în vid cît și prin procese electrochimice; (3) depunerea pe substrate care sînt suficient de reci pentru a preveni ordonarea atomică. Ultimul procedeu este folosit la prepararea păturilor amorfe ale elementelor de tranziție $3d$ în timp ce la prepararea aliajelor acestora poate fi folosită oricare metodă.

În cele ce urmează vom prezenta unele proprietăți magnetice ale păturilor subțiri amorfe ale metalelor de tranziție $3d$, ale aliajelor acestora cît și cele ale metalelor pămînturi rare, cu elementelor de tranziție $3d$. Pentru a evidenția trăsăturile esențiale ale păturilor amorfe am selectat unele rezultate reprezentative.

XVI 3.1. Pături subțiri amorfe ale metalelor de tranziție $3d$ și ale aliajelor acestora

Păturile subțiri amorfe ale elementelor de tranziție $3d$ prezintă în magnetism un interes particular deoarece acestea furnizează informații cu privire la efectul structurii asupra proprietăților magnetice și în par-

ticular asupra momentelor la saturație și respectiv natura interacțiilor de schimb [47].

În acest paragraf ne vom referi la: (1) pături ale elementelor pure și anume Co, Cr, Fe, Mn și Ni; (2) pături ale aliajelor acestor elemente cu un conținut scăzut de impurități; (3) aliaje ale acestor elemente cu alte elemente nemagnetice, ca de exemplu Ni-P. Din punct de vedere al cercetărilor fundamentale materialele din clasa (1) prezintă cel mai mare interes, deoarece pot fi analizate mai ușor teoretic. Ca urmare a faptului că sînt dificil de preparat și sînt stabile într-un domeniu limitat de temperaturi și în unele cazuri, în zone de grosimi limitate, studiul materialelor din clasele (2) și (3) este esențial în înțelegerea efectului structurii asupra comportării magnetice.

Momentul magnetic al păturii subțiri amorfe de *cobalt* a fost măsurat indirect prin efect Hall [48] și respectiv prin efect Mössbauer [49]. Nu s-a evidențiat o diferență importantă între valorile obținute în faza amorfă și cea cristalină. Momentul magnetic determinat la o pătură de cobalt stabilizată cu cîteva procente de siliciu, este în concordanță cu datele de mai sus [50]. Prin alierea cu P sau C momentul nu se modifică semnificativ comparativ cu valoarea caracteristică fazei cristaline [51].

Am evidențiat în capitolul VII că momentul magnetic al *fierului* este de 2,2 μ_B/atom. Particulele precipitate ce au structura cfc au un moment de 0,7 μ_B/atom. S-a sugerat că fierul poate avea două tipuri de structuri de tip cubic cu fețe centrate (cfc). Pentru parametrul de rețea cel mai mic acesta este antiferomagnetic iar pentru valori ale constantei de rețea mai mari este feromagnetic, momentul fiind de 2,9 μ_B/atom [52, 53], dedus prin extrapolare din momentele magnetice ale aliajelor Fe-Ni și Fe-Pd. Această sugestie a fost parțial verificată în pături epitaxiale ale fierului cu structura cfc, care s-au evidențiat a fi feromagnetice dar momentul magnetic este foarte mic probabil ca urmare a comprimării și a distorsiunii rețelei cristaline [54].

Unica măsurătoare pe fier pur amorf relevă un moment magnetic de 0,35 μ_B/atom [55]. S-a evidențiat totuși în cazul aliajelor amorfe ce conțin cîteva procente de impurități [56, 57], că pentru o anumită concentrație (fig. XVI.5) momentul fierului este 2,2 μ_B/atom sau 2,9 μ_B/atom.

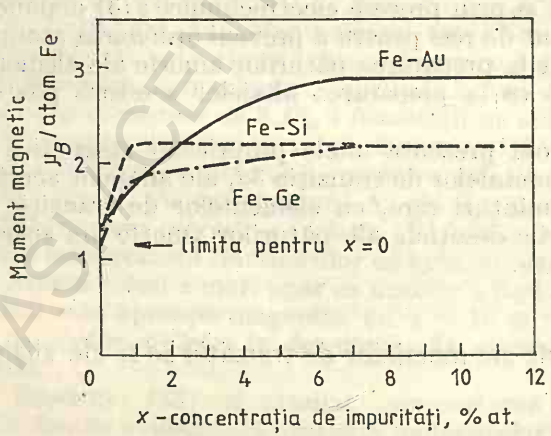


Fig. XVI.5. — Valorile momentelor magnetice ale unor aliaje amorfe ale fierului.

Ultima valoare este caracteristică prezenței impurităților cu un diametru atomic mai mare ca al fierului în timp ce prima pentru impurități cu diametrul mai mic. Dacă conținutul de impurități scade pînă la aproxi-

mativ 1%; momentul se diminuează rapid şi valoarea obţinută prin extrapolare ar putea coincide cu cea sugerată de Grigson şi colab. [55]. O explicaţie posibilă pentru această scădere a momentului ar putea fi o ordonare de tip mictomagnetic [47].

În aliajele Fe-P-X, la temperaturi joase, momentul caracteristic stării amorfe pare să fie mai mare decît cel al fazei cristaline, deşi temperatura Curie este mai mică [58].

Nu s-au putut prepara pături subţiri amorfe de *nichel*. Informaţiile cu privire la comportarea magnetică au putut fi obţinute numai prin studiul claselor de materiale (2) şi (3). Se evidenţiază că momentul magnetic şi temperatura Curie, caracteristice stării amorfe a nichelului, scad semnificativ. Momentul magnetic este probabil de aproximativ 0,3 μ_B/atom în timp ce temperatura Curie este de aproximativ 500 K [59–61]. O scădere a valorilor momentului magnetic şi a temperaturii Curie s-a evidenţiat în cazul păturilor de Ni-P şi pentru aliajele înrudite [62]. În tabelul XVI.1 se prezintă o sinteză a valorilor magnetizării medii şi a temperaturilor Curie pentru Co, Ni şi Fe în pături subţiri amorfe.

TABELUL XVI.1

Valorile magnetizării şi temperaturile Curie ale Fe,Co şi Ni în pături subţiri amorfe

	$\frac{M_{s\,amorf}}{M_{s\,crist.}}$	$\frac{T_{c\,amorf}}{T_{c\,crist.}}$	Bibliografie
Co	0,95–1,00	<1 (în aliaje)	[48–50, 63, 64]
Ni	0,30–0,60	0,60–0,80	[59–61]
Fe	0,20–0,60	<1 (în aliaje)	[55–58]

Cromul şi *manganul* în stare cristalină sînt antiferomagnetice. În stare amorfă, interacţiile magnetice caracteristice pentru un spin dat variază de la poziţie la poziţie şi se presupune că anumite poziţii conduc la o temperatură de ordonare foarte scăzută. În acest model se justifică minimele de tip Kondo observate în dependenţa de temperatură a rezistivităţii păturilor amorfe de crom şi mangan [65–67].

În figura XVI.6 se prezintă dependenţa de temperatură a magnetizării în coordonate reduse pentru pături subţiri ale unor metale şi aliaje, comparativ cu predicţiile teoretice. Regiunea haşurată evidenţiază intervalele de valori corespunzătoare predicţiilor diferitelor modele teoretice [47].

Pentru a justifica modificarea efectivă a magnetizării metalelor amorfe pot fi luate în considerare două explicaţii posibile: (1) modificarea în densitatea de stări. Calculele efectuate în cazul fierului cfc şi cvc [68, 69] evidenţiază că structura are un rol deosebit în determinarea momentului magnetic; (2) ordonarea de tip mictomagnetic.

Studiul *păturilor subţiri amorfe ale aliajelor binare* $A_{1-x}B_x$, unde A este un element magnetic iar B este fie un element metalic nemagnetic sau un element formator de sticlă, au în vedere următoarele [15]: (1) analiza dependenţei de compoziţie a ordinei de rază mică de acţiune; (2) influenţa dezordinei asupra magnetizării, care în mod normal conduce la o distribuţie a valorii momentelor în jurul unei mărimi medii; (3) determinarea compoziţiei critice x_{cr} pentru apariţia momentelor magnetice;

(4) determinarea compoziției critice x_T pentru apariția tranziției de fază metal-izolator.

Dat fiind volumul mare de studii nu vom putea trece în revistă date exhaustive legate de comportarea magnetică a păturilor subțiri

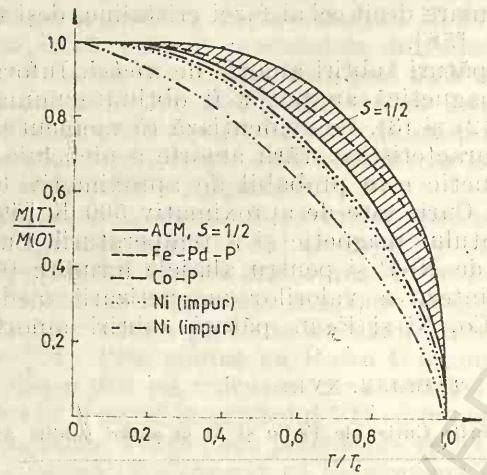


Fig. XVI.6. — Dependența de temperatură a magnetizării spontane, în coordonate reduse, pentru unele sisteme amorfe. Regiunea hașurată corespunde cu prezicerile modelelor ce descriu comportarea magnetică a materialelor amorfe.

amorfe. Ca un exemplu vom analiza sistemul Fe-B. În stare stabilă cristalină există doar compușii Fe_3B, Fe_2B și FeB care sînt ordonați feromagnetic. Un domeniu continuu de compoziție $Fe_{1-x}B_x$ poate fi obținut prin prepararea aliajelor amorfe. Momentul magnetic mediu al fierului poate fi determinat fie prin măsurători directe, fie indirecte, din valorile cîmpului hiperfin, cîmpul hiperfin fiind proporțional cu magnetizarea.

În figura XVI.7 se redau [15] valorile medii ale cîmpului hiperfin la nucleul ^{57}Fe obținute prin studiul aliajelor $Fe_{1-x}B_x$ cristaline [70, 71], materiale masive amorfe [72] și respectiv a păturilor subțiri amorfe [73]. După o descreștere cuasi-liniară la aproximativ 40% din valorile caracteristice α-Fe, masiv, valorile B_{hf} scad rapid și se anulează pentru $x = 0{,}55 \div 0{,}60$. Aceasta constituie concentrația critică la care are loc tranziția de la feromagnetism la paramagnetism. Datele de mai sus sînt în bună concordanță cu cele obținute prin studiul sistemelor amorfe $Fe_{1-x}Si_x$, $Fe_{1-x}Ge_x$ și $Fe_{1-x}Sn_x$ [74], cu toate că borul are un electron de valență mai puțin ca siliciu, germaniu sau staniu.

XVI 3.2. Pături subțiri amorfe ale metalelor pămînturi rare

Comportarea magnetică a păturilor subțiri amorfe ale metalelor pămînturi-rare cu elementele de tranziție $3d$ (Fe, Co, Ni, Mn etc.) cît și cu alte metale nemagnetice (Au, Cu, Al, Mo etc.) a fost deosebit de mult studiată. Dintre sistemele investigate au atras atenția păturile subțiri ale pămînturilor rare cu fierul sau cobaltul. În afară de interesul prezentat pentru elucidarea unor probleme fundamentale ale magnetismului, aceste sisteme pot avea aplicații la realizarea de dispozitive cu domenii cilindrice (bule) și respectiv pentru scriere magnetică. Păturile de Tb-Fe și Dy-Fe pot fi folosite la înregistrări termomagnetice.

Tao și colab. [75, 76] au studiat proprietățile magnetice ale păturilor subțiri Gd_{1-x} Go_x cu grosimi de aproximativ 1μ, în domeniul de concentrație $0{,}36 \leqslant x \leqslant 0{,}95$. Ca în cazul compușilor cristalini (paragraful

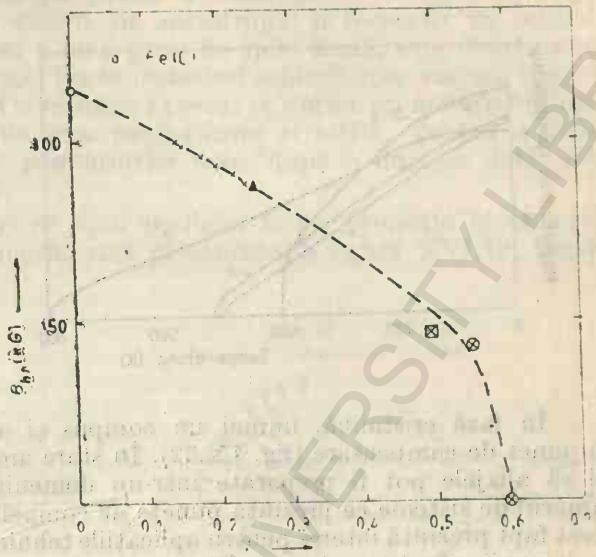


Fig. XVI.7 — Cîmpurile hiperfine B_{hf} în aliaje $Fe_{1-x}B_x$ cristaline (c) și amorfe (a), în funcție de concentrația în bor: Δ Fe_3B(c), ● Fe_2B(c), □ FeB(c) masiv, ⊗ $Fe_{1-x}B_x$(a) la 77 K, ⊠ $Fe_{1-x}B_x$ (a) pătură subțire la 10 K.

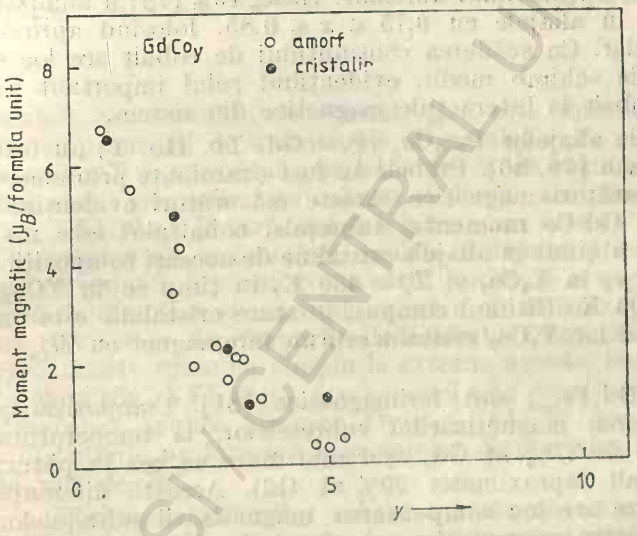


Fig. XVI.8. — Dependența de compoziție a momentelor magnetice la saturație pentru compușii cristalini și păturile amorfe $GdCo_y$

IX.10.5) aliajele amorfe par să prezinte o ordonare de tip ferimagnetic, momentele magnetice ale atomilor de gadoliniu fiind antiparalel orientate la cele ale atomilor de cobalt. În figura XVI.8 se prezintă valorile momentelor magnetice, pe formula unitate $GdCo_y$, la 4,2 K, comparativ cu cele obținute în compuși cristalini [77]. Aceste valori, pentru $y < 6$, sînt mai mici decît în sistemele cristaline cu aceeași compoziție, ca urmare a unei contribuții magnetice mai mari a atomilor de cobalt.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În figura XVI.9 (curbele *a* și *b*) se redă dependența de temperatură a magnetizării spontane a aliajelor cristaline și amorfe avînd compoziția $GdCo_2$. Temperaturile Curie sînt mai mari în aliajele amorfe comparativ cu cele cristaline.

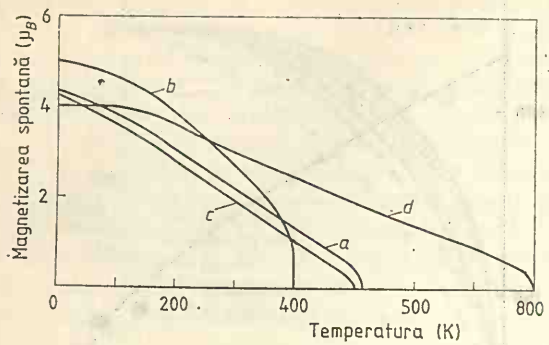


Fig. XVI.9. — Dependența de temperatură a magnetizării pentru aliajele: *a* — $CdCo_2$ amorf; *b* — $GdCo_2$ cristalin; *c* — $GdFe_2$ amorf; *d* — $GdFe_2$ cristalin.

În fază cristalină, numai un compus și anume Gd_2Co_{17} prezintă un punct de compensare (fig. IX.32). În stare amorfă, ca urmare a faptului că aliajele pot fi preparate într-un domeniu extins de concentrații numărul de sisteme ce prezintă puncte de compensație este mare [76, 77]. Acest fapt prezintă interes pentru aplicațiile tehnice la elemente de memorii cu domenii cilindrice, deoarece în aceste situații este prezentă o magnetizare mică, la temperatura mediului ambiant. Hasegawa [78] a analizat interacțiile de schimb în aliajele cu $0,75 \leqslant x \leqslant 0,85$, folosind aproximația cîmpului molecular. Cu scăderea conținutului de cobalt are loc o scădere a constantei de schimb medii, evidențiind rolul important pe care îl au atomii de cobalt la interacțiile magnetice din sistem.

Păturile subțiri ale aliajelor $P_{1-x}Co_x$ (P = Gd, Tb, Ho, Y) au fost studiate pe Lee și Heiman [79, 80]. Probele au fost examinate prin efecte magneto-optice și măsurători magnetice. Aceste măsurători evidențiază că în cazul sistemului Gd-Co momentul subrețelei cobaltului este mai mare comparativ cu cel obținut în aliajele cristaline de aceeași compoziție. De exemplu $M_{Co} = 0,2\ \mu_B$ în Y_4Co_3 și $T_c = 450$ K, în timp ce în YCo_2, $M_{Co} = 1,6\ \mu_B$ și $T_c > 600$ K. Ultimul compus, în stare cristalină este un paramagnet de tip Pauli iar Y_4Co_3 cristalin este un feromagnet cu $M_{Co} = 0,03\ \mu_B$.

Aliajele amorfe Gd_xFe_{1-x} sînt ferimagnetice [81]. Compoziția la care are loc compensarea magnetizărilor subrețelelor, la temperatura mediului ambiant, este de 27% at Gd, ușor mai mare ca cea în pături subțiri amorfe cu cobalt (aproximativ 20% at Gd). Această diferență între compozițiile la care are loc compensarea magnetizării subrețelelor se datorește diferenței între momentul magnetic al fierului și cobaltului ($M_{Fe} > M_{Co}$). Temperaturile Curie în aliajele amorfe cu fier, spre deosebire de cele cu cobalt, descresc comparativ cu valorile observate în sistemele cristaline corespunzătoare. Spre exemplu, prezentăm în figura XVI.9 (curbele *c* și *d*) dependența de temperatură a magnetizării spontane în compusul $GdFe_2$ aflat în stare cristalină și respectiv amorfă [82, 83]. Temperatura Curie a fazei amorfe este 500 K considerabil mai mică ca a sistemului cristalin (793 K). Momentul magnetic al fierului în pătură

amorfă de 1,55 μ_B este mai mic decît cel caracteristic eșantionului cristalin (1,62 μ_B).

Pentru a studia teoretic comportarea magnetică a aliajelor amorfe PT_x, se pleacă de la energia totală a sistemului $\epsilon_T = \epsilon_H + \epsilon_a + \epsilon_{sch}$ suma energiilor cîmpului extern, de anizotropie și respectiv de schimb. Direcția unui spin dat, sau a unui grup de spini locali, este determinată de valoarea minimă a energiei libere incluzînd schimbul (ce variază spațial) și energia de anizotropie. Ca rezultat general se obține un material în care toate direcțiile sînt axe de grea magnetizare și astfel, pentru a alinia momentele magnetice ale pămînturilor rare, după o direcție dată, este necesară o energie finită.

Tipurile de structuri de spin posibile, într-o proiecție bidimensională, în cazul aliajelor amorfe, sînt prezentate în figura XVI.10. Presu-

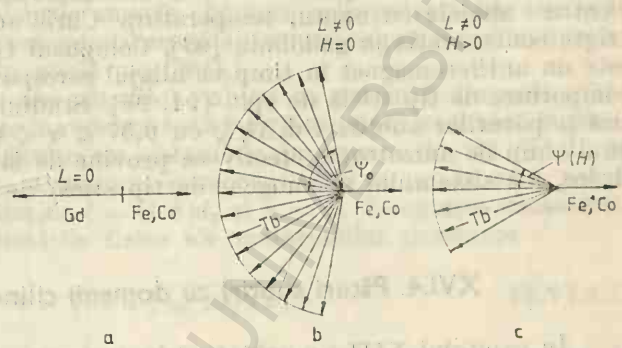


Fig. XVI.10. — Proiecția bidimensională a alinierii de spin probabile în aliaje amorfe PT_x: (a) — ordonare ferimagnetică; (b) — ordonare ferimagnetică cu momentele pămînturilor rare ($L \neq 0$) dispuse după un con; (c) — dispunerea momentelor magnetice ($L \neq 0$) sub acțiunea unui cîmp extern finit.

punînd că interacția de schimb J_{T-T} este dominantă (T = Fe, Co) și un cîmp normal de anizotropie al metalelor T, momentele magnetice ale atomilor T se vor alinia paralel între ele. În cazul ionilor P în stare S(Gd) momentul magnetic este coliniar și dispus antiparalel la cel al Fe sau Co (fig. XVI.10.a). Pentru metalele pămînturi rare cu $L \neq 0$ (ca de exemplu Tb), momentele magnetice, cuplate antiparalel la cele ale atomilor T, se vor ordona după un con a cărui jumătate a unghiului Ψ_0 este determinată de direcțiile și mărimile relative ale anizotropiei locale a pămînturilor rare cît și de cîmpurile de schimb. Dacă cîmpurile de schimb sînt aproximativ egale cu cîmpurile externe uzuale, unghiul Ψ este dependent de cîmp (fig. XVI.10.c). Acest model este consistent cu studiile prin efect Mössbauer asupra aliajului $DyCo_{3,4}$ [84]. În acest aliaj se evidențiază o distribuție uniformă a momentelor disprosiului într-un con cu unghiul de vîrf de 70°.

Existența păturilor subțiri amorfe cu anizotropie magnetică uniaxială a fost relatată, pentru început, în cazul aliajelor de gadoliniu-cobalt preparate prin pulverizare catodică [85—87]. La concentrații mai mari sau mai mici, dar apropiate de compoziția la care are loc compensarea magnetizării, este satisfăcută condiția pentru apariția domeniilor cilindrice, adică $K_u \geqslant \mu M_s^2/2$, unde K_u este constanta de anizotropie uniaxială.

Unele pături subțiri amorfe ale pămînturilor rare cu fierul, cu axa de ușoară magnetizare perpendiculară la planul păturii, prezintă interes potențial pentru realizarea de medii de înregistrare magneto-optice. S-a

evidenţiat, spre exemplu, că înregistrarea termomagnetică, de înaltă densitate poate fi făcută folosind pături de Tb-Fe şi Dy-Fe [88, 89] cu ajutorul unui laser de putere mică şi cîmp magnetic extern de intensitate mică, deoarece acestea au un cîmp de demagnetizare mic, temperatura Curie scăzută şi coercivitate mare. O altă aplicaţie a păturilor de Tb-Fe şi Dy-Fe o constituie redarea vizuală, de înaltă rezoluţie, a informaţiei magnetice înregistrată pe benzi sau discuri, prin tipărirea prin contact termomagnetic [90, 91]. S-a evidenţiat, de asemenea, că păturile de Gd-Fe amorfe, cu o compoziţie bine controlată, pot fi folosite pentru tipărire magnetică prin contact, deoarece au o coercivitate scăzută şi contrast Kerr mare [91].

S-au studiat şi alte aliaje amorfe ale pămînturilor rare. Aceste cercetări au evidenţiat că aliajele cu mangan nu sînt ordonate magnetic [92]. Aliajele cu nichel prezintă o dependenţă de compoziţie a temperaturilor Curie, anormală, în special în cazul concentraţiilor mari de nichel [92]. Pentru aliajele cu cupru, temperatura Curie scade, pe măsură ce descreşte concentraţia în gadoliniu [93], Compusul $GdAl_2$, în stare cristalină, este un antiferomagnet în timp ce aliajul corespunzător amorf prezintă o comportare de tip sticlă de spin [94, 95]. Studiul prin rezonanţă magnetică a păturilor subţiri Gd_xAl_{1-x} cu $0{,}37 \leqslant x \leqslant 0{,}81$ sugerează prezenţa unui cîmp de anizotropie efectiv ce provine de la cîmpurile de demagnetizare, ale sistemului neomogen, de tip sticlă de spin [96].

XVI.4. Pături subţiri cu domenii cilindrice (bule)

În capitolul XIII s-a arătat că în anumite condiţii o pătură subţire poate avea domenii cilindrice. Pentru aceasta magnetizarea trebuie să fie orientată perpendicular la planul păturii iar parametrul Q să aibă valori $Q > 1$.

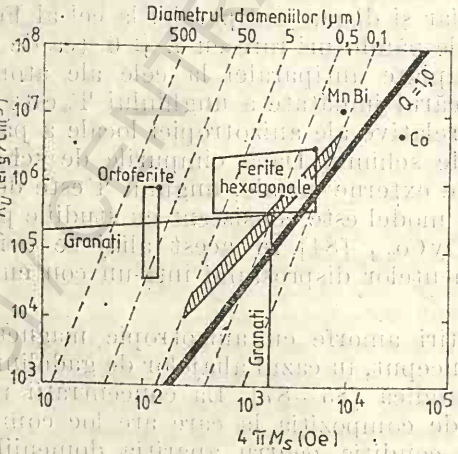


Fig. XVI.11. — Proprietăţile fizice ale unor familii de materiale folosite ca suport pentru domenii cilindrice (bule).

Proprietăţile fizice de interes pentru trei clase de materiale cristaline ce pot forma domenii cilindrice (granaţi, ortoferite, ferite hexagonale) sînt prezentate în figura XVI.11 [97]. Pe aceeaşi figură se eviden-

ţiază regiunea pentru care $Q = 1$ (vezi paragraful XIII.7). Pentru scopuri practice, depinzînd de dimensiunea impusă domeniului cilindric valorile Q trebuie să fie mai mari decît 1. Parametrii fizici care prezintă interes sînt situaţi în regiunea haşurată. Granaţii pot avea o gamă extinsă de valori ale magnetizării sau constantei de anizotropie care se suprapune peste această regiune. Aceştia permit realizarea de domenii cilindrice cu diametre mai mari de 0,5 μm. O altă clasă de materiale, cu anizotropie mai ridicată, la care se evidenţiază prezenţa domeniilor cilindrice (bule), cu diametre mai mari de 25 μm, sînt ortoferitele. O a treia clasă de materiale care prezintă un spectru mai larg de parametri sînt feritele hexagonale. Acestea oferă posibilitatea de a obţine domenii cilindrice cu diametre chiar mai mici decît cele caracteristice granaţilor.

Anizotropia păturilor monocristaline se datoreşte în principal modului de aranjare a atomilor în pătură şi ca atare este necesar a fi crescute îngrijit, pe substrate nemagnetice monocristaline. O altă categorie de materiale o constituie păturile amorfe obţinute prin pulverizare sau evaporare termică. În acest caz, se utilizează substrate ce pot fi realizate relativ uşor (ca de exemplu sticlă sau SiO_2).

Proprietăţile fizice ale păturilor subţiri ce prezintă domenii cilindrice trebuiesc optimizate în vederea satisfacerii condiţiilor tehnice impuse. Spre exemplu, să considerăm un sistem de propagare de tip $T-I$, cu diametrul domeniului d_0. Lungimea caracteristică l şi grosimea h pot fi calculate în acord cu relaţiile $l = (1/8)d_0$ şi $h = 4l$. Lungimea caracteristică este dată de proprietăţile fizice ale materialului şi anume

$$l = \sqrt{32}\,\pi\,\sqrt{\mu_0^{-1}AQ}/M_s, \qquad \text{(XVI.4.1)}$$

unde Q este factorul de calitate $Q = 2K_u/M_s^2\mu_0$ şi A este constanta de schimb. Pentru valori l şi Q date, în acord cu relaţia (XVI.4.1) trebuie să existe o corelaţie între M_s şi A.

Astfel, pentru a avea proprietăţi corespunzătoare ale granaţilor este necesar a acţiona în sensul optimizării parametrului de reţea a_0, a magnetizării M_s şi a constantei de anizotropie K_u. O diferenţă semnificativă între parametrul de reţea al substratului şi cel al păturii subţiri, poate contribui în mod hotărîtor la apariţia unor anizotropii care perturbă anizotropia dorită a fi indusă prin creştere.

Granatul de gadoliniu şi galiu ($Gd_3Ga_5O_{12}$) este nemagnetic şi deoarece are aceeaşi structură cristalină cu granaţii magnetici şi un parametru de reţea intermediar în secvenţa de granaţi ai pămînturilor-rare, poate constitui un substrat bun pentru creşterea epitaxială a păturilor pentru domenii cilindrice. Alte substrate se pot confecţiona din $Sm_3Ga_5O_{12}$ şi $Nd_3Ga_5O_{12}$. Pentru realizarea de pături corespunzătoare este necesar a avea doar o mică nepotrivire Δa între parametrul de reţea al păturii şi al substratului. În practică se impune ca $\Delta a \leqslant 0{,}03 \times [h(\mu m)]^{1/2}$, unde h este grosimea păturii [98]. Spre exemplu, prin diluarea $EuTm_2Fe_5O_{12}$ cu $Y_3Fe_5O_{12}$ parametrul de reţea este aproape acelaşi cu $Gd_3Ga_5O_{12}$ şi ca atare nu apar tensiuni în pătură. Dacă ionii de fier sînt înlocuiţi parţial prin cei de galiu, apare o nepotrivire cu constanta de reţea a $Gd_3Ga_5O_{12}$, dar aceasta poate fi evitată prin creşterea raportului Eu/Tm. Substratele de $Sm_3Ga_5O_{12}$ şi $Nd_3Ga_5O_{12}$ prezintă interes în cazul în care, în compoziţia păturii, sînt incluşi un număr mai ridicat de ioni ai pămînturilor-rare cu diametre mai mari.

Magnetizarea *) (fig. XVI.11) caracteristică granaţilor poate fi modificată prin înlocuirea fierului prin ioni nemagnetici. Magnetizarea rezultantă va scădea dacă sînt substituiţi ionii de fier situaţi în poziţii tetraedrice şi respectiv va creşte dacă se înlocuiesc cei situaţi în poziţii octaedrice (vezi paragraful IX.10.4). Prin înlocuirea fierului prin Ga^{2+}, aproximativ 90% din aceşti ioni ocupă poziţii tetraedrice şi aproximativ 10% poziţii octaedrice. Eficienţa acestei substituţii în scăderea magnetizării rezultante este de 80%. Ionii de Ge^{4+} intră în proporţie de aproximativ 98% în poziţii tetraedrice. Ionii Ca^{2+} folosiţi pentru compensarea sarcinii introduse de ionii de germaniu, ocupă poziţii dodecaedrice şi ca atare poate fi redus conţinutul de pămînt rar. Ca urmare a scăderii conţinutului de fier, ca efect al diluării, intensitatea interacţiilor dintre ionii de fier scade şi ca atare se diminuează constanta de schimb medie, A. Spre exemplu, în figura XVI.12 se prezintă variaţia cu compoziţia a lui A pentru

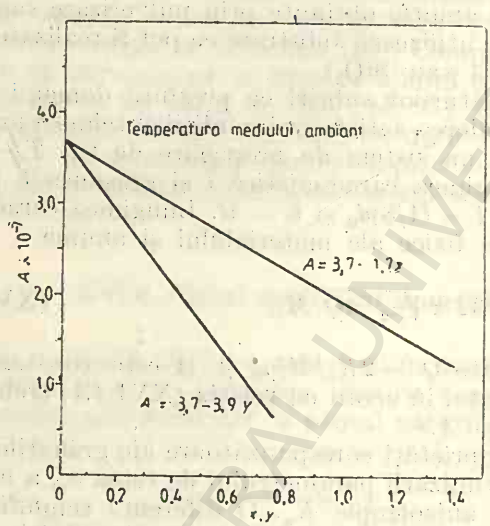


Fig. XVI.12. — Dependenţa de compoziţie a constantei de schimb efective prin modificarea numărului de ioni în poziţii tetraedrice la granaţii $\{Y_{3-x}Ca_x\}$ $[Fe_2]$ $(Ge_x\ Fe_{3-x})\ O_{12}$ şi respectiv octaedrice la granaţii $\{YLu\}$ $[Sc_y\ Fe_{2-y}]$ $(Fe_3)O_{12}$.

două tipuri de granaţi [99] la care s-au înlocuit ionii de fier din poziţii tetraedrice prin ioni de germaniu şi respectiv ionii de fier din poziţiile octaedrice prin cei de scandiu.

Anizotropia uniaxială perpendiculară K_u**) este indusă prin creştere (vezi paragraful XII.5.4). Anizotropia indusă prin tensiuni constituie în mod obişnuit o corecţie mică la aceasta atunci cînd există doar o nepotrivire mică între parametrul de reţea al stratului cu cel al suportului. Constanta de anizotropie magnetocristalină K_1 este mult mai mică comparativ cu $K_u (K_1 \ll K_u)$. Aceasta se manifestă ca o perturbaţie de simetrie cubică, mică, a lui K_u şi este evidenţiată printr-o variaţie azimutală în energie, în jurul direcţiei principale, determinate de K_u. Se poate observa în acelaşi timp o variaţie azimutală în jurul axei principale a lui K_u, datorită anizotropiei induse prin creştere în lungul păturii orientate

*) Deoarece în majoritatea lucrărilor existente magnetizarea se exprimă în unităţi CGS ($4\pi M_s$) pentru comparaţie cu datele din figuri vom folosi în paralel şi acest sistem.
**) În capitolul XIII a fost notată $K_\perp$.

(110). În pături crescute (100) și (111) există o anizotropie uniaxială simplă, în afara perturbației K_1.

Anizotropia indusă prin creștere poate fi exprimată prin relația [100]

$$K_{cr} = (A/A_0) \sum_{ij} K_{ij}\, x_1 x_2, \qquad \text{(XVI.4.2)}$$

unde K_{ij} este coeficientul de anizotropie caracteristic perechii de ioni de pămînturi rare considerat, x_1 și x_2 concentrațiile acestora iar raportul A/A_0 reprezintă valoarea redusă a parametrului de schimb și se determină din curbe de tipul celor redate în figura XVI.12. A_0 este parametrul efectiv de schimb pentru granatul cu compoziția $x = 0$. Conținutul relativ al celor două tipuri de ioni de pămînt rar x_i/x_j se alege astfel încît să existe o cît mai bună potrivire a parametrilor de rețea a granatului magnetic cu cel al substratului. Valorile K_{ij} depind de diferența r_{ij} între razele celor două tipuri de ioni de pămînt rar constituenți ai granatului. Se evidențiază o creștere liniară a valorilor K_{ij} în funcție de r_{ij} [97].

Prin asigurarea unor compoziții corespunzătoare ale granaților se pot obține pături subțiri cu proprietăți fizice predeterminate. Alegerea compoziției granatului pentru păturile subțiri folosite ca elemente de memorie este determinată de acceptarea unor compromisuri între diferitele cerințe. Spre exemplu $Y_{2,62}Sm_{0,38}Fe_{3,85}Ga_{1,15}O_{12}$ este un material excelent pentru utilizarea în circuite care operează la 100 kHz într-un domeniu de temperaturi −20°C și 80°C. Granatul $Gd_{2,10}Lu_{0,90}Fe_{4,4}Al_{0,6}O_{12}$ are o mobilitate de pînă la 5000 cm/s/Oe și este capabil să opereze la viteze foarte mari, performanțe ce se obțin în detrimentul stabilității la temperatură. Granatul $Y_{1,92}Sm_{0,10}Ca_{0,98}Fe_{4,02}Ge_{0,98}O_{12}$ prezintă o bună stabilitate la temperatură și este folosit la 1 MHz [101].

Cercetările ce se desfășoară în ultimii ani, au ca obiectiv obținerea unor materiale care să permită stabilizarea unor domenii cilindrice (bule) cu diametre mici astfel încît să crească densitatea de informații [15]. Pentru aceasta se caută compoziții care să permită creșterea epitaxială a păturilor subțiri monocristaline cu grosimi submicronice, care conduc la diametre submicronice ale domeniilor cilindrice [102, 103]. Hu și colab. [104] au propagat domenii cilindrice submicronice în granații depuși epitaxial, în faza lichidă, în mod izoterm [105] pe substrat de $Gd_3Ga_5O_{12}$. S-au obținut și granați nediluați în fier, depuși epitaxial, cu valori mari ale magnetizării la saturație, astfel încît să se obțină domenii submicronice. Granații de Sm și Eu au fost combinați cu Yb sau Lu și crescuți pe substrate de $Gd_3Ga_5O_{12}$ și $Sm_3Ga_5O_{12}$ orientate după (111) [105]. S-a evidențiat [106] că păturile de $Eu_3Fe_5O_{12}$ depuse pe substrate de $Nd_3Ga_5O_{12}$ orientate (100) au o anizotropie indusă prin creștere, K_u, foarte mare. Păturile de $(SmLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ crescute epitaxial în fază lichidă, în mod izoterm, orientate (111) au, de asemenea, domenii cilindrice cu diametre foarte mici [107]. Păturile subțiri de $Sm_{2,48}Cu_{0,26}(PbPt)Fe_5O_{12}$ crescute epitaxial pe substrat de $Gd_3Ga_5O_{12}$ orientate (100) și (111) realizează domenii cilindrice cu un diametru de aproximativ 0,5 μm și lungimi caracteristice de 0,04÷0,06 μm [108].

În păturile subțiri de granați, crescute epitaxial, apare un gradient de concentrație într-un interval de grosimi de (0,1÷0,4) μm de la suprafața păturii [109]. Existența, nedorită, a acestor gradienți de concentrație

în compoziția păturii, în lungul direcției de creștere, dă naștere la o dependență de grosime a temperaturii de compensație. În aceste situații poate fi imaginat un „plan" de compensare, care se mișcă prin pătură în zona de temperaturi apropiate de punctul de compensație. Un cîmp extern de intensitate critică poate inversa direcția magnetizării în una din cele două regiuni determinate de plan și produce o modificare puternică în magnetizare. Pătura se comportă ca și cum ar avea două cîmpuri coercitive.

O altă categorie de materiale care se studiază pentru a fi utilizate ca suport pentru domenii cilindrice (bule) o constituie *feritele hexagonale* cu structură de tip magnetoplumbit, prototipul acestei familii fiind ferita de bariu ($BaFe_{12}O_{19}$) (vezi paragraful IX.10.2). Ca urmare a valorilor ridicate ale magnetizării cît și ale constantelor de anizotropie K_u, aceste materiale ar putea fi utilizate pentru generarea de domenii cilindrice (bule) cu diametrul mai mic de 0,5 μm. Similar, ca în cazul granaților, se pot face substituții variate astfel încît să se modifice valorile magnetizării și/sau ale constantei de anizotropie, ajustînd astfel parametrul Q și respectiv diametrul domeniului. Feritele hexagonale au o simetrie hexagonală și deci un tip de anizotropie corespunzătoare pentru generarea domeniilor cilindrice. Totuși utilitatea feritelor hexagonale pentru elemente de memorie cu domenii cilindrice (bule) este nesigură. Se pare că folosirea acestora la generarea de domenii cilindrice cu diametre de ordinul micronilor sau submicronice este condiționată de obținerea unor pături monocristaline crescute pe substrate corespunzătoare. S-a evidențiat că $SrGa_{12}O_{19}$ este un material ce merită a fi studiat ca substrat pentru creșterea păturilor de $SrFe_8Al_4O_{19}$. S-au crescut, epitaxial, pături din acest material, cu grosimi de cîțiva microni pe substrate de $SrGa_{12}O_{19}$, din flux care conține plumb, prin evaporarea solventului din fluxul depozitat pe substrat [110]. Atît prin efect Faraday cît și prin metoda pulberilor s-a evidențiat o structură de domenii de tip Kittel, cu pereți Bloch paraleli la axa hexagonală, în acord cu presupunerea că axa de ușoară magnetizare este perpendiculară la suprafața păturii.

Ortoferitele au fost primele materiale studiate ca suport pentru domeniile cilindrice. Interesul s-a deplasat apoi spre granați ca urmare a faptului că domeniile cilindrice în ortoferite sînt mult mai mari ca cele impuse de utilizările tehnice. Magnetizarea la saturație a ortoferitelor este mică ($4\pi M_s \leqslant 150$ G). Pentru o constantă de anizotropie $K_u \simeq$ $\simeq 8 \cdot 10^5$ erg/cm^3, valorile Q sînt foarte mari și deci și diametrul domeniului (aproximativ 100 μm). Valorile magnetizării nu au putut fi influențate mult deoarece momentele magnetice ale fierului deviază doar puțin de la dispunerea antiparalelă (vezi paragraful IX.7.1), subrețelele fiind identice din punct de vedere cristalografic și chimic. Ca atare magnetizarea rezultantă nu poate fi modificată prin substituții.

Constanta de anizotropie a putut fi modificată (micșorată) prin substituții între ortoferite, astfel încît temperatura reorientării de spin să fie „deplasată" în apropiere de temperatura mediului ambiant, ca de exemplu la $Sm_{0,55}Tb_{0,45}FeO_3$ [111]. Aceasta conduce la un diametru al domeniului de pînă la 20μm. Acest fapt implică însă o variație mare cu temperatura a proprietăților magnetice. În concluzie, se pare că ortoferitele nu vor fi utilizate pentru realizarea de elemente de memorie.

În ultimii ani, pentru obținerea de domenii cilindrice (bule) s-au studiat *păturile subțiri amorfe ale pămînturilor rare cu elemente de tran-*

ziție 3d (Co sau Fe). În apropiere de compoziția la care magnetizările subrețelelor se compensează, valorile magnetizării rezultante satisfac condiția pentru apariția domeniilor cilindrice ($Q > 1$).

Cîmpul de comandă pentru propagarea domeniilor cilindrice (bulelor) în dispozitive de tip $T-I$ este proporțional cu magnetizarea la saturație. În consecință valorile M_s mai mici sînt avantajoase. Pe de altă parte cîmpul de polarizare implicat de un material cu magnetizarea mare, ridică costul și complexitatea dispozitivului. În același timp, în apropiere de temperatura mediului ambiant, magnetizarea nu trebuie să varieze semnificativ cu temperatura.

Să analizăm modul în care pot fi modificați parametrii A și Q pentru a obține dimensiuni corespunzătoare a domeniilor cilindrice [112]. În scopul de a micșora valorile A pot fi considerate unele procedee ca de exemplu tratamentul termic și magnetic al aliajelor binare sau, folosirea, pentru dispozitive cu domenii cilindrice (bule), a aliajelor ternare.

Valorile interacțiilor magnetice în sistemele ternare Gd-Co-D, unde D = Mo, Au, Cu sau Cr pot fi modificate prin: (a) scăderea numărului de vecini magnetici de cobalt ca urmare a diluției; (b) scăderea momentelor magnetice ale cobaltului. Aceasta poate fi realizat fie prin modificarea despicării prin schimb a subbenzilor cu spini minoritari comparativ cu cei majoritari, sau prin modificarea configurației electronice a cobaltului, prin „umplerea" parțială a benzii *3d* a acestuia; (c) scăderea temperaturii Curie fapt ce conduce la valori A mai mici, la temperatura mediului ambiant, ca urmare a scăderii valorii magnetizării.

Pentru a avea un material ferimagnetic corespunzător, pentru confecționarea de dispozitive cu domenii cilindrice (bule) acesta trebuie să aibă un punct de compensare a magnetizărilor subrețelelor în apropiere de temperatura mediului ambiant și în același timp un punct Curie mai mare ca 300 K. Spre exemplu în figura XVI.13 se evidențiază domeniul

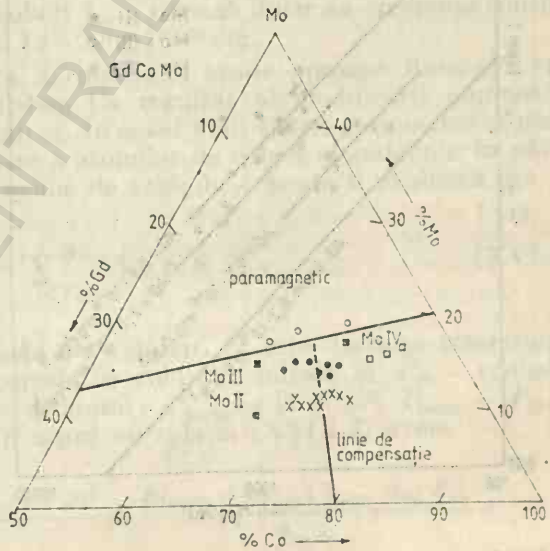


Fig. XVI.13. — Diagrama de fază magnetică pentru aliaje amorfe Gd-Co-Mo. Pe figură sînt notate și pozițiile unor aliaje studiate.

de interes al aliajelor Gd-Co-Mo [112]. Se prezintă astfel linia paramagnetică și respectiv cea care descrie compensarea magnetizărilor în funcție de compoziție.

Compoziția la care are loc compensarea magnetizărilor poate fi „deplasată" ca urmare a prezenței unui al treilea element, prin două modalități:

(a) În sisteme cu Mo sau Cr, scăderea momentului cobaltului domină și ca atare este necesar un conținut mai mic de gadoliniu pentru a compensa contribuția magnetică a subrețelei cobaltului.

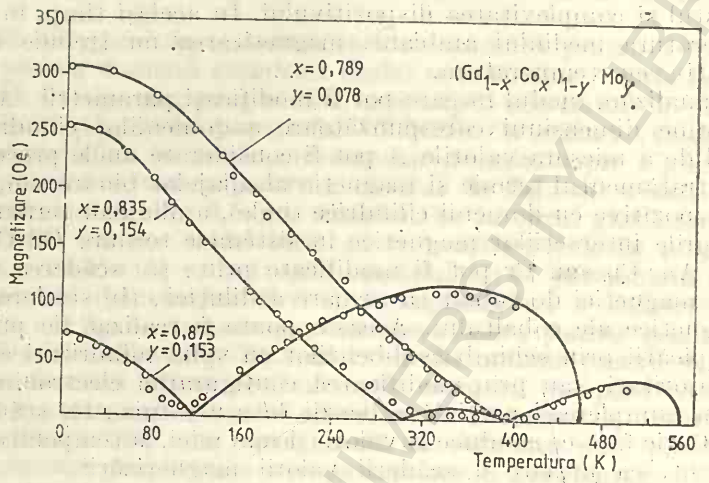


Fig. XVI.14. — Dependența de temperatură a magnetizării pentru unele aliaje amorfe $(Gd_{1-x}Co_x)_{1-y}Mo_y$. Prin linie plină s-au reprezentat valorile calculate cu parametrii dați în tabelul XVI.2.

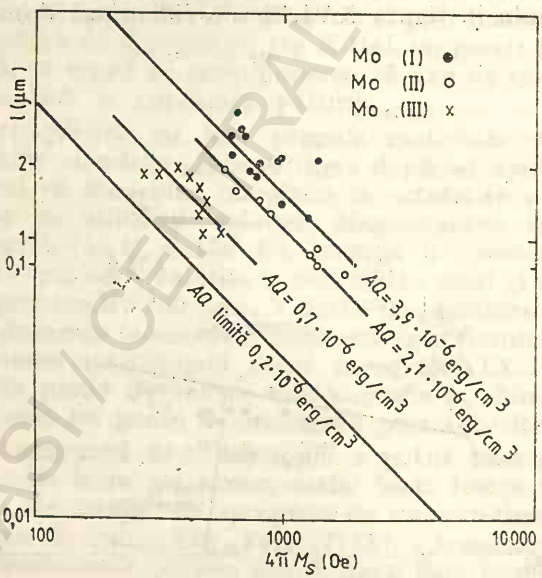


Fig. XVI.15. — Dependența parametrului l de valorile magnetizării, pentru aliajele amorfe Gd-Co-Mo indicate în figura XVI.13.

(b) În aliaje ternare cu Au sau Cu (ce dau o mai mică contribuție la banda de conducție) interacțiile de schimb scad mai mult în intensitate ca urmare a diluării, decît ca urmare a reducerii momentului cobaltului.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Astfel este necesar un conținut mai mare de gadoliniu pentru a avea o compoziție la care magnetizările celor două subrețele se compensează la temperatura mediului ambiant.

În același timp, prin adăugarea atomilor D și descreșterea magnetizării ambelor subrețele se așteaptă ca dependența de temperatură a magnetizării să nu fie prea pronunțată în jurul temperaturii mediului ambiant, respectiv în vecinătatea temperaturii de compensare.

Discuția de mai sus poate fi exemplificată pe sistemul Gd-Co-Mo [113] a cărei diagramă de fază a fost reprezentată în figura XVI.13. Pentru a analiza comportarea magnetică se pleacă de la aproximația cîmpului molecular pentru un ferimagnet Néel cu 2 subrețele (vezi paragraful VIII.2). Valorile calculate ale magnetizării, reprezentate prin linie plină (fig. XVI.14), descriu bine datele experimentale. Parametrii folosiți în calcul sînt redați în tabelul XVI.2. Interacțiile de schimb de

TABELUL XVI.2

Parametrii S_{Gd}, S_{Co}, $\mathfrak{J}_{Gd-Gd}$, $\mathfrak{J}_{Gd-Co}$ și $\mathfrak{J}_{Co-Co}$ ($\times 10^{-14}$ erg) folosiți pentru calculul curbelor reprezentate prin linie plină în figura XVI.14

x	y	S_{Gd}	S_{Co}	$\mathfrak{J}_{Gd-Gd}$	$\mathfrak{J}_{Gd-Co}$	$\mathfrak{J}_{Co-Co}$
0,789	0,078	3,5	0,577	2,0	−2,4	1,25
0,835	0,154	3,5	0,387	2,0	−2,4	1,45
0,875	0,153	3,5	0,419	2,0	−2,2	1,68

tip $\mathfrak{J}_{Gd\,Gd}$ și $\mathfrak{J}_{Gd\,Co}$ sînt aproape constante. Interacțiile între momentele magnetice ale atomilor de cobalt $\mathfrak{J}_{Co\,Co}$ variază liniar cu creșterea conținutului de cobalt $\mathfrak{J}_{Co\,Co} = (5{,}1x - 2{,}8) \cdot 10^{-14}$ erg.

Contribuția magnetică a cobaltului scade aproape liniar cu creșterea conținutului de molibden. Ca rezultat al modificării compoziției scade și constanta de schimb A. În cazul unui sistem ferimagnetic, presupunînd o distribuție aleatoare a atomilor de cobalt și gadoliniu în pătura subțire amorfă, constanta medie de schimb A poate fi evaluată din

$$A = \sum_{i,j} \frac{n_{ij}}{r_{ij}} |\mathfrak{J}_{ij}| \, S_i S_j \, P_{ij}, \qquad \text{(XVI.4.3)}$$

unde S_i, S_j sînt valorile medii ale spinilor, r_{ij} este distanța interatomică medie, n_{ij} — numărul de perechi în volumul unitate și P_{ij} — probabilitatea de a avea o pereche de atomi: $P_{GdGd} = (1-x)^2$, $P_{GdCo} = P_{CoGd} = x(1-x)$. $P_{CoCo} = x^2$. În acord cu relația (XVI.4.3) avem

$$A = \frac{n_{GdGd}\,\mathfrak{J}_{GdGd}\,S_{Gd}(1-x)^2}{r_{Gd\,Gd}} + \frac{(n_{GdCo} + n_{CoGd})\,\mathfrak{J}_{GdCo}\,S_{Gd}\,S_{Co}}{r_{Gd\,Co}} + \frac{n_{CoCo}\,\mathfrak{J}_{CoCo}\,S_{Co}^2\,x^2}{r_{Co\,Co}}. \qquad \text{(XVI.4.4)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Distanțele dintre atomi r_{ij} pot fi evaluate prin măsurători cu radiații X [114] sau prin difracție cu neutroni [115].

Ca urmare a scăderii constantei de schimb A, unele aliaje, în acord cu relația (XVI.4.1), pot avea proprietățile cerute pentru utilizarea în dispozitive cu domenii cilindrice. Pentru a analiza această problemă, relația (XVI.4.1) a fost reprezentată în scară logaritmică în figura XVI.15. Odată cu creșterea concentrației de molibden valorile AQ scad și aliajele posedă proprietăți mai bune pentru scopul propus.

Pentru materiale folosite în dispozitive cu domenii cilindrice (bule), magnetizarea trebuie să fie aproape constantă în jurul temperaturii mediului ambiant. Astfel, punctul Curie trebuie să fie cît mai ridicat posibil și magnetizările subrețelelor cît mai mici. În sistemul Gd-Co-Mo, de exemplu, o dependență optimă de temperatură a magnetizării se obține pe partea bogată în cobalt a liniei de compensație, în straturi subțiri care conțin (12–15)% at Mo [113].

Păturile subțiri amorfe ale pămînturilor-rare nu au fost utilizate pînă în prezent în tehnică ca urmare a lipsei de stabilitate în timp, generată mai ales de procesele de oxidare.

XVI.5. Legătura între proprietățile magnetice ale păturilor subțiri ordonate magnetic și structura lor. Procese de inversare a fluxului

Proprietățile magnetice ale păturilor subțiri ordonate magnetic depind de structura păturii. Structura păturii este caracterizată de rețeaua cristalină, gradul de ordonare cristalină (pături monocristaline, policristaline, amorfe), dimensiunea D a cristalului, geometria păturii (în special grosimea d a acesteia), tensiunile intrinsece etc. Structura depinde, de asemenea, de metoda folosită pentru obținerea păturii. Este o problemă deosebit de dificilă de a lua în considerare, în analiză, totalitatea parametrilor menționați mai sus, în mod independent și a urmări modul în care aceștia influențează comportarea magnetică a unei pături date [116].

Influența structurii păturilor policristaline de permalloy asupra proprietăților magnetice a fost studiată în cadrul teoriei ce consideră structura fină a direcției magnetizării (ripple) [117–119]. Pentru a analiza această problemă Hoffmann [120] introduce un parametru de material denumit *constantă de structură* S, care permite o descriere cantitativă a structurii păturii. S-a elaborat totodată o metodă de determinare a acestei constante [121]. Modelul a fost extins la păturile subțiri ale semiconductorilor magnetici [122] cît și la pături amorfe [123]. Pentru început vom analiza această problemă pentru unele tipuri reprezentative de pături subțiri. În final vom prezenta unele mecanisme de inversare a fluxului în păturile subțiri cu anizotropie uniaxială, unele din acestea plecînd de la teoria ce consideră structura fină a magnetizării (ripple).

XVI.5.1. Legătura între proprietățile magnetice și structura păturii

Analiza pleacă de la structura fină a direcției magnetizării (ripple). Aceasta desemnează micile variații ale direcției magnetizării în interiorul unui domeniu, determinate de variațiile microscopice ale cîmpului de

anizotropie (vezi paragraful XIII.7.2). Direcția magnetizării prezintă un tip de fluctuații longitudinale (sau transversale) sub formă de undă cu amplitudinea de cîteva grade (în cazul celor longitudinale), produse de anizotropiile locale descrise de constanta K_l cît și de interacțiile magnetice (fig. XVI.16). Interacțiile de schimb și cuplajul dipolar (magneto-

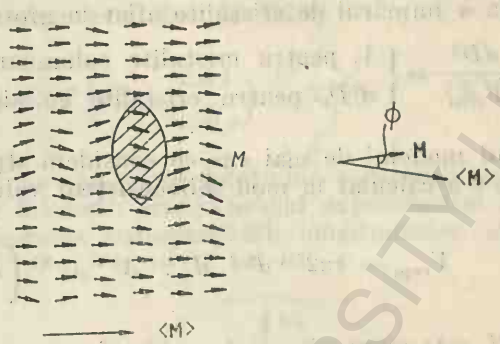


Fig. XVI.16. — Structura fină a magnetizării longitudinală (ripple). Se evidențiază direcția locală a magnetizării și regiunea de cuplare (hașurată).

static) previn fluctuațiile rapide în direcție ale magnetizării de la un cristalit la altul (în pături policristaline). Ca atare magnetizarea este cuplată într-un volum denumit *regiune de cuplare*. Magnetizarea în acest volum este caracterizată prin unghiul de deviație Φ, de la direcția magnetizării medii totale Φ_0 [116]. Fluctuațiile în direcție ale magnetizării conduc la cîmpuri de demagnetizare intrinseci.

Existența unui asemenea volum de cuplaj a fost evidențiată prin microscopie Lorentz [124]. Dimensiunea și forma volumului depind de intensitatea și raza de acțiune a interacțiilor de schimb, de cuplajul dipolar, dimensiunea cristalitelor și respectiv cîmpul extern aplicat. Într-o regiune de cuplare, anizotropia locală K_l este mediată și conduce la o constantă de anizotropie locală, mediată, efectivă, K_{ef}.

Dacă deviația standard a anizotropiei locale $K_s\gamma_1$ este dată, unde γ_1 este deviația standard a funcției trigonometrice determinată de simetria cristalitelor atunci constanta de anizotropie locală efectivă este [116]

$$K_{ef} = K_s\gamma_1/N^{1/2}. \qquad \text{(XVI.5.1)}$$

S-a notat prin N numărul de cristalite în volumul de cuplare.

Forma generală a expresiei $K_s\gamma_1$ a fost determinată [125] considerînd efectul energiei magnetoelastice, magnetocristaline cît și a tensiunilor izotrope și uniaxiale. Dacă se neglijează tensiunile uniaxiale, situație ce caracterizează păturile obținute prin evaporare, pulverizare sau electrodepunere, se obține

$$K_s\gamma_1 = (8/105)^{1/2}\{[K_1 + (3/8)(\lambda_{100} - \lambda_{111})\sigma_i]^2 + $$
$$+ (7/16)[(3/2)(\lambda_{100} - \lambda_{111})\sigma_i]^2\}^{1/2}. \qquad \text{(XVI.5.2)}$$

Această valoare medie include constanta de anizotropie magnetocristalină K_1 și constantele de magnetostricțiune λ_{100} și λ_{111} ale probelor în stare monocristalină.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Numărul de cristalite N în volumul de cuplare V_{cupl} este dat de raportul între acest volum și volumul cristalului, V_{crist}

$$N = V_{cupl}/V_{crist} = V_{cupl}/nD^2. \qquad \text{(XVI.5.3)}$$

S-a notat prin D diametrul cristalitului mediu paralel la planul păturii iar prin n numărul de cristalite aflat în grosimea d a păturii

$$n = \frac{dD^2}{V_{crist}} = \begin{cases} 1, \text{ pentru cristalite columnare,} \\ d/D, \text{ pentru cristalite cu simetrie cubică.} \end{cases} \qquad \text{(XVI.5.4)}$$

Folosind modelul de mai sus ce consideră structura fină a magnetizării (ripple) s-a calculat în mod selfconsistent volumul de cuplare [118, 126]

$$V_{cupl} = 4\pi 2^{7/4}\, d^{3/2}\, M_s^{-1/4}\, A^{3/4}\, \mu_0^{-3/4} \left(H \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}\right)^{-5/4}, \qquad \text{(XVI.5.5)}$$

unde M_s este magnetizarea la saturație, A — constanta de schimb, H — cîmpul extern situat în planul păturii iar K_u — constanta de anizotropie uniaxială, omogenă. Semnele (+) și (−) țin seama de direcția de acțiune a cîmpului extern și anume în lungul axei de ușoară magnetizare și respectiv după axa grea.

Ținînd seama de relațiile (XVI.5.2)—(XVI.5.5) constanta de anizotropie locală, efectivă, are forma

$$K_{ef} = 2^{1/8}(4\pi^{1/2})^{-1} \frac{K_s \gamma_1 D}{n^{1/2}}\, d^{-1/4}\, M_s^{1/8}\, A^{-3/8}\, \mu_0^{3/8} \left(H \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}\right)^{5/8}, \qquad \text{(XVI.5.6)}$$

și respectiv

$$K_{ef} = 2^{1/8}(4\pi^{1/2})^{-1} \left(\frac{8}{105}\right)^{1/2} \frac{D}{n^{1/2}}\, d^{-1/4}\, M_s^{1/8}\, A^{-3/8}\, \mu_0^{3/8} \left(H \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}\right)^{5/8} \times \qquad \text{(XVI.5.7)}$$

$$\times \left\{ \left[K_1 + \frac{3}{8}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\, \sigma_i \right]^2 + \frac{7}{16} \left[\frac{3}{2}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\, \sigma_i \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

În relația (XVI.5.6) vom introduce notația

$$S = K_s \gamma_1 D/n^{1/2}, \qquad \text{(XVI.5.8)}$$

unde S este denumit *termen de structură* și poate fi determinat experimental [116].

Valoarea unghiului $\langle \Phi^2 \rangle^{1/2}$ ce descrie deviația locală a magnetizării de la direcția medie caracteristică întregului sistem este

$$\langle \Phi^2 \rangle^{1/2} = \frac{K_{ef}}{\mu_0 H M_s \pm 2K_u} = 2^{1/8}(4\pi^{1/2})^{-1} S d^{-1/4}\, M_s^{-7/8} A^{-3/8} \times \qquad \text{(XVI.5.9)}$$

$$\times \left(H \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}\right)^{-3/8} \mu_0^{-5/8}.$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dependența de cîmp a valorilor $\langle \Phi^2 \rangle^{1/2}$ a fost verificată experimental [127].

Fluctuația în direcția locală a magnetizării crează o divergență în magnetizare, care este însoțită de cîmpuri de dispersie intrinseci paralele și antiparalele la direcția medie a magnetizării.

Cîmpul de dispersie determinat de direcția fină a magnetizării (ripple) a păturilor policristaline este dat de [128]

$$H_d = (2\pi 2^{1/4})^{-1} S^2 d^{1/2} A^{-5/4} M_s^{-1/4} \left(H \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_B} \right)^{-1/4} \mu_0^{-3/4}. \qquad \text{(XVI.5.10)}$$

Să urmărim modul în care se poate determina constanta de structură S. Pentru aceasta se folosește aranjamentul experimental dat în figura XVI.17 pentru măsurarea susceptivității longitudinale. Aceasta

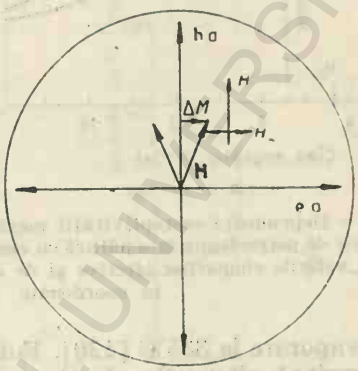


Fig. XVI.17. — Modul de dispunere a cîmpurilor pentru determinarea susceptivității longitudinale (*ha* și *ea* sînt axele de magnetizare grea și ușoară).

se definește prin relația

$$\chi = \lim_{H_\sim \to 0} \frac{\Delta M}{H_\sim} = \frac{M_s}{H_{ef}}, \qquad \text{(XVI.5.11)}$$

unde cîmpul efectiv este suma cîmpului extern, H, a celui de anizotropie, $H_K = 2K_u(\mu_0 M_s)^{-1}$ și a cîmpului de dispersie H_d dat de (XVI.5.10). Astfel relațiile

$$\chi = \frac{M_s}{(H \pm H_k) + B(H \pm H_k)^{-1/4}}, \qquad \text{(XVI.5.12)}$$

sau

$$\chi^{-1} = M_s^{-1}[(H \pm H_k) + B(H \pm H_k)^{-1/4}]$$

pot fi utilizate la determinarea constantei B, dată de

$$B = (2\pi 2^{1/4})^{-1} S^2 d^{1/2} A^{-5/4} \mu_0^{-3/4}. \qquad \text{(XVI.5.13)}$$

Pentru a obține constanta de structură este necesar a măsura dependența de cîmp a susceptivității magnetice (descrescînd acesta de la

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

valoarea de saturație) în lungul axei grele sau în lungul axei de ușoară magnetizare. O astfel de curbă a susceptivității χ este reprezentată în figura XVI.18 (a) pentru o pătură de permalloy (80% Ni, 20%Fe) obți-

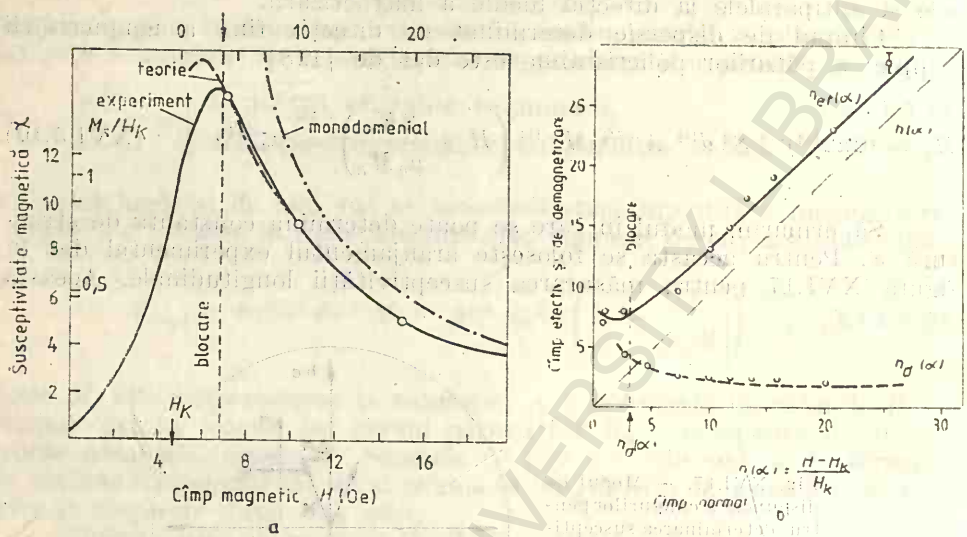


Fig. XVI.18. — Dependența susceptivității magnetice longitudinale χ de cîmpul aplicat în lungul axei grele de magnetizare la o pătură cu compoziția de 80% Ni — 20% at Fe evaporată la 335°C (a) și valorile cîmpurilor efective și de demagnetizare în funcție de cîmpul aplicat în coordonate normate (b).

nută prin evaporare la 335°C [120]. Folosind aceleași date, în figura XVI. 18b se reprezintă cîmpurile efective și de demagnetizare în funcție de cîmpul normat ($h(\alpha) = (H - H_k)H_k^{-1}$). Prin compararea datelor măsurate cu curba presupusă pentru o pătură ideală, se poate determina cîmpul de dispersie H_d.

Prin potrivirea datelor experimentale cu relația (XVI.5.12) se poate obține parametrul de structură S. Pentru aplicații practice sînt necesare pături policristaline cu anizotropie uniaxială ideală ($S = 0$). În acord cu relația (XVI.5.8) valorile S depind de tensiunile izotrope și de constantele de magnetostricțiune, care la rîndul lor sînt condiționate de temperatura de evaporare și compoziția aliajului păturii.

Dependența lui S de temperatura substratului în timpul depunerii în vid a păturii de permalloy cu magnetostricțiune mică este redată în figura XVI.19 (a) [121]. Curba trasată prin linie plină a fost obținută folosind valorile σ_i și D măsurate în mod independent și valorile λ_{111}, λ_{100} și K_1 determinate la un monocristal de aceeași compoziție; concordanța este bună. Din analiza datelor se conchide că valoarea minimă S se obține pentru o temperatură de evaporare de aproximativ 280°C. Dependența lui S de compoziție aliajului este redată în figura XVI.19 (b). Curba calculată, reprezentată prin linie plină, descrie în mod rezonabil datele experimentale.

Maximul în valoarea susceptivității, obținut odată cu modificarea cîmpului extern, corespunde la o valoare minimă a constantei de structură. Pentru a caracteriza calitatea păturii uniaxiale se folosește unghiul

α_{50} și respectiv α_{90} ce reprezintă unghiul între direcția grea a păturii și cîmpul aplicat, pentru care inducția remanentă în timpul inversării magnetizării este de 50% și respectiv 90% din valoarea maximă. În modelul ce consideră structura fină a magnetizării (ripple) α_{90} este dat de [129, 130]

$$\alpha_{90} = 27(8\pi)^{-1/8}\, 2^{-2/5}\, S^{2/5}\, M_s^{-4/5}\, \mu_0^{-2/5}\, d^{-2/5}. \qquad \text{(XVI.5.14)}$$

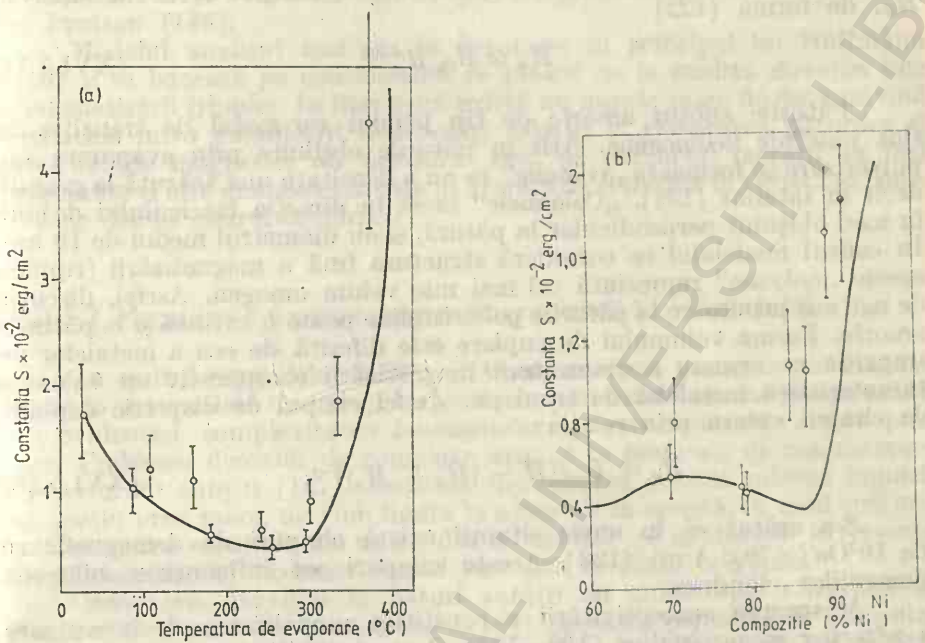


Fig. XVI.19. — Dependența constantei de structură de temperatura de evaporare a păturii subțiri cu compoziția 79% at Ni—21% at Fe (a) și respectiv de compoziția aliajului păturilor de Ni—Fe evaporate la 295°C (b).

Pierderile în timpul rotației magnetizării sînt determinate prin „blocarea" structurii fine a magnetizării [131, 132], care în mod obișnuit apare pe măsura descreșterii intensității cîmpului extern și apropierii de o valoare critică apropiată de intensitatea cîmpului la care susceptivitatea este maximă. Pentru un cîmp orientat în lungul direcțiilor grele și respectiv ușoare, cîmpul de „blocarea", H_b, este

$$H_b \pm \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} = 2(4\pi 2^{1/2})^{-4/5}\, S^{8/5}\, M_s^{-1/5}\, A^{-1}\, d^{2/5}\, \mu_0^{-3/5}. \qquad \text{(XVI.5.15)}$$

Calculele [133] evidențiază un cîmp coercitiv al peretelui de domeniu, H_c, la frecvența joasă, care depinde de constanta de structură

$$H_c \propto A^{-1/4}\, D^{1/2}\, K_u^{1/4}\, M_s^{-1}\, S. \qquad \text{(XVI.5.16)}$$

Relația (XVI.5.16) a fost verificată experimental, de exemplu, în cazul păturilor de Fe-Ni-Co [125] sau Co-Fe [134]. Există însă și alte date care

33 — c. 241 21

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

nu pot fi explicate în modelul de mai sus, evidențiind deosebita complexitate a problemei.

Constanta de structură depinde și de temperatura [116].

În cazul păturilor calcogenidelor de europiu, ca de exemplu EuS și EuO, forma volumului de cuplare a fluctuațiilor direcției magnetizării este diferită de cea obținută în cazul păturilor metalelor de tranziție $3d$. În timp ce termenul dipolar are același ordin de mărime, interacțiile de schimb sînt mai mici ca urmare a valorilor mai mici ale constantelor de schimb. Aceasta conduce la o dependență de cîmpul extern a valorilor H_d, de forma [122]

$$H_d \propto B_{\mathrm{Eu}} H^{-1/2}. \qquad \text{(XVI.5.17)}$$

Păturile subțiri amorfe de tip pămînt rar-metal de tranziție $3d$ sînt puternic neomogene. Atît în păturile obținute prin evaporare sau pulverizare se formează „coloane" ce au o densitate mai scăzută la graniță decît în interior [135]. „Coloanele" cresc în direcția fasciculului de ioni, în mod obișnuit perpendicular la pătură, și au diametrul mediu de 10 nm. În cadrul modelului ce consideră structura fină a magnetizării (ripple), aceste „coloane" reprezintă cel mai mic volum omogen. Astfel, discuția de mai sus privitoare la păturile policristaline poate fi extinsă și la păturile amorfe. Forma volumului de cuplare este diferită de cea a metalelor de tranziție ca urmare a descreșterii magnetizării comparativ cu valoarea caracteristică metalelor de tranziție. Astfel cîmpul de dispersie depinde de cîmpul extern prin relația

$$H_d = B_{am}[H - (H_k - M_s)]^{-1}, \qquad \text{(XVI.5.18)}$$

S-a arătat că în unele situații există cîmpuri de demagnetizare de 10^3Oe ($\times 79{,}6$ A/m) [123]. Aceste cîmpuri pot influența mobilitatea domeniilor cilindrice.

Măsurarea susceptivității a constituit modalitatea de investigare a *păturilor monocristaline* [136—138]. O structură fină a magnetizării s-a observat în monocristale de nichel, fier și permalloy [139, 140]. Distorsiunile locale, dislocațiile sau diferitele contaminări, dacă sînt distribuite aleator, pot contribui la anizotropia locală. S-a evidențiat că dislocațiile în păturile monocristaline contribuie în principal la o anizotropie uniaxială [141] și ca atare acestea nu sînt orientate aleator. În cazul păturilor subțiri monocristaline ale granaților s-a evidențiat existența unui cîmp de demagnetizare intrinsec [142].

Anizotropia uniaxială este, de asemenea, un parametru sensibil la structură. Dacă se datorește texturii păturii sau efectelor magnetoelastice, anizotropia uniaxială este dependentă de structură prin textură sau tensiuni. În afară de acest mecanism, anizotropia uniaxială poate fi corelată și cu microstructura păturii, respectiv cu ordinea atomică de rază mică de acțiune. Astfel, s-a evidențiat că ordonări de perechi de atomi (vezi paragraful XII.5) în pături ale aliajelor policristaline ale metalelor de tranziție $3d$ constituie sursa dominantă a anizotropiei uniaxiale adiționale [143]. Direcția axei ușoare este perpendiculară la axa perechilor. Anizotropia perpendiculară în pături ale pămînturilor-rare cu metalele de tranziție $3d$, obținute prin pulverizare, s-a explicat [144] prin crearea unui exces de atomi ai metalelor de tranziție $3d$ paralel la planul păturii; interacțiile pseudodipolare produc astfel o axă ușoară perpendiculară

la planul păturii. Anizotropia perpendiculară obținută prin pulverizare sau evaporare în păturile subțiri amorfe de Gd_xCo_{1-x} pare să provină și din oxidarea atomilor de gadoliniu în lungul unui strat subțire la granițele „coloanelor" [135, 145]. Acest fapt implică prezența unei axe ușoare dipolare generată de atomii de cobalt ordonați perpendicular la planul păturii. Pot fi menționate și alte surse care generează anizotropii, în corelație cu structura păturii. Unele din aceste mecanisme au fost descrise în capitolul XII. Problema anizotropiei păturilor subțiri a fost rezumată de Prutton [146].

Modelul analizat mai sus se datorește în principal lui Hoffmann [116] și se bazează pe considerente ce pleacă de la analiza direcției fine a magnetizării (ripple). În literatură există un număr mare de date privind corelațiile între parametrii tehnologici folosiți la elaborarea păturilor și proprietățile magnetice ale acestora. Deși pe parcursul lucrării au fost prezentate și alte modele existente în literatură, o trecere în revistă exhaustivă ar depăși cadrul lucrării.

XVI.5.2 Mecanisme de comutare a magnetizării în pături subțiri

În cadrul capitolelor XIV și XV am analizat procesele de magnetizare la materialele masive și respectiv la particule fine. Cu aceste ocazii s-a evidențiat complexitatea fenomenelor ce caracterizează aceste procese. Probleme deosebit de complexe apar și la procesele de magnetizare ale păturilor subțiri [147]. Deoarece dezvoltarea acestui subiect implică un spațiu prea mare, ne vom limita la o trecere în revistă, în mod succint, a trăsăturilor esențiale ale unora dintre modele ce analizează inversarea fluxului, cititorul interesat putînd consulta lucrările originale.

Inversarea fluxului în pături subțiri cu anizotropie uniaxială se poate realiza prin trei mecanisme [148]: mișcarea peretelui de domeniu, rotații incoerente și respectiv rotații coerente. Studiile efectuate privind mobilitatea pereților [149, 150] evidențiază că la aproape toate păturile subțiri inversarea magnetizării se face prin mișcarea peretelui în cazul în care cîmpul extern este puțin mai mare decît cîmpul coercitiv. S-au evidențiat și rotații coerente. Astfel, prima observație a unui proces de comutare de ordinul *ns* s-a atribuit acestui tip de rotații [151]. Confirmarea mecanismului menționat s-a făcut prin observarea simultană a derivatelor fluxului transversal și respectiv longitudinal [152]. S-au calculat și observat timpi de comutare de aceeași mărime, pentru rotația coerentă, la intensități ale cîmpului, substanțial mai mari decît cîmpul prag [153].

Timpii de comutare determinați în mod obișnuit sînt mai mari decît valorile ce pot fi atribuite rotațiilor coerente, pentru intensități ale cîmpului situate într-o zonă extinsă de valori mai mari decît cîmpul prag (vezi figura 1 din [154] și figura 1 din [155]). Procesul de inversare a fluxului ce caracterizează acest domeniu intermediar al timpilor de comutare a fost denumit *rotație incoerentă*.

Deoarece acest proces are atît interes științific cît și tehnic, vom prezenta unele din modelele elaborate în scopul justificării evidenței experimentale.

Modelul Stein [156, 157] admite rotații unidirecționale, care experimental se realizează, dacă cîmpul extern face un anumit unghi cu axa de

ușoară magnetizare uniaxială. Acest unghi se presupune a fi mai mare decît unghiul Φ ce descrie structura fină a magnetizării (ripple) (vezi figura XVI.16). În elaborarea modelului se fac următoarele presupuneri majore: (1) magnetizarea are o structură fină; (2) cuplul uniform ce acționează asupra magnetizării are un minim, pentru o anumită valoare a unghiului (fig. 3 din [157]); (3) structura fină a magnetizării (ripple) poate fi deplasată odată cu magnetizarea medie, dacă cîmpul depășește o valoare critică. Plecînd de la aceste presupuneri se conchide că, inițial, apar rotații aproape coerente. După trecerea prin valoarea minimă a cuplului porțiunile principale ale structurii fine ale magnetizării (ripple) sînt deplasate în partea superioară a granițelor ripple conducînd la o stare „închisă" (fig. 15 din [156]). Ca urmare a cîmpurilor de demagnetizare ce apar, are loc o frînare a rotației magnetizării și ca atare inversarea magnetizării se face prin deplasarea laterală a pereților largi, de mobilitate mare, care apar în procesele de „închidere".

În acest model s-au calculat cîmpurile prag (vezi fig. 2 din [157]) și s-au comparat cu datele experimentale obținute în cazul rotațiilor coerente. Concordanța între aceste valori este bună pentru rapoarte H_c/H_K mici și rezonabilă pentru alte valori ale acestora (s-a notat prin H_c cîmpul coercitiv și H_K cîmpul de anizotropie). Datele indică o relație sistematică între cuplu și valorile H_c/H_K, în acord cu prezicerile [157]. Modelul însă pleacă de la expresia cuplului static în timp ce procesul are un caracter dinamic.

Modelul Harte presupune în esență că magnetizarea medie poate fi cuplată dinamic la undele de spin. În acest mod se dezvoltă un cuplu de reacție care întîrzie rotația coerentă. Originea cuplului de reacție o constituie amortizarea mare dinamică [158]. Modelul consideră stadiile inițiale ale procesului de inversare a fluxului și are în vedere situația în care cuplul de reacție devine mai mare decît cuplul de comandă. Aceasta conduce la o stare denumită „închisă". S-a obținut o relație ce caracterizează această stare, valabilă atît pentru relaxarea lentă cît și rapidă a direcției fine a magnetizării (ripple). Unele din prezicerile modelului sînt observate experimental. Deși se admit constante de amortizare mari, pentru intensități ale cîmpurilor mai mari decît valoarea de prag ce caracterizează rotația dinamică, nu s-a efectuat o analiză cantitativă. În cadrul modelului s-au calculat și alte mărimi susceptibile de a fi comparate cu datele experimentale. Acestea depind însă de viteza de relaxare a structurii fine a magnetizării sau de amplitudinea acesteia. S-a sugerat că procesele de relaxare sînt intermediare între relaxarea rapidă și respectiv lentă [159]. Datorită celor menționate mai sus, valabilitatea modelului este greu de verificat.

Modelul Vinogradov [160, 161] consideră rotația bidirecțională, care experimental poate fi realizată în cazul în care cîmpul extern acționează după o direcție antiparalelă la direcția magnetizării medii inițiale (vezi figura 1(b) [161]). Se alege o configurație magnetică dinamică care generează un cîmp de demagnetizare, H_d, antiparalel la cîmpul extern H_0, aproape în fiecare domeniu dungat. Cîmpul H_d este paralel la H_0 numai în granițele dintre domenii. În această configurație, în mijlocul fiecărui domeniu, cîmpul care rotește magnetizarea este $(H_0 - H_d)$. Admițînd că $(H_0 - H_d)$ este puțin mai mare decît cîmpul prag caracteristic rotației locale se obțin timpi de comutare mai mari decît cei caracteristici rotațiilor. Pentru disiparea energiei magnetostatice, $2\mu_0 \mathbf{H}_p \mathbf{M}$, se consideră

deplasări ale granițelor [161]. Aceste deplasări nu sînt urmate de inversări ale fluxului. Plecînd de la soluții aproximative ale ecuațiilor de mișcare s-au calculat timpii de comutare cît și valorile cîmpurilor prag. Coeficientul de comutare este aproximativ invers proporțional cu lărgimea domeniului dungat. Deși concordanța cu rezultatele experimentale este bună, nu se așteaptă ca lungimea de undă a structurii fine a magnetizării (ripple) să fie aproximativ aceeași, pentru grupul de pături subțiri analizat, așa cum prezice modelul.

Modelul Fuchikami [162] consideră o comutare bidirecțională, deși acesta se bazează pe unele rezultate anterioare ce au în vedere un model unidirecțional [163] și respectiv s-a aplicat în cazul unidirecțional [164]. În cele ce urmează, vom considera numai cazul bidirecțional. Modelul presupune o mișcare modificată a peretelui de domeniu. Studiile prin magnetorezistență [162] au evidențiat faptul că, componentele magnetizării sînt transversale la axa de ușoară magnetizare, chiar dacă fluxul transversal net este nul. În acord cu dependența de timp a rezistenței dinamice s-a postulat că inițial inversarea fluxului se face în mod similar cu modelul Vinogradov dar fenomenul de „închidere" se presupune că apare după o rotație parțială. În continuare au loc nucleații ale domeniilor inversate și reversarea magnetizării are loc prin deplasări de pereți de domeniu. Rezultatele [162, 164] s-au obținut considerînd cîmpuri externe ce variază sinusoidal în timp. Deplasările de pereți ce au loc după rotația parțială, par să aibă un rol dominant chiar pentru cîmpuri pulsatorii de comutare. Modelul este valabil în anumite situații particulare; folosirea lui, în cazul general, pare să ridice anumite obiecțiuni.

Modelul Hoffmann-Kryder [132] poate explica rotațiile parțiale și procesele incoerente, plecînd de la structura fină a magnetizării. Se presupune că timpii de comutare mai mari ca *ns* observați în timpul rotațiilor parțiale cvasistatice sau rotațiilor incoerente, ca urmare a inversării impulsului, sînt determinați de instabilitatea jumătății de lungime de undă alternante a direcției fine a magnetizării (ripple) longitudinale (vezi capitolul XIII). O instabilitate pronunțată apare atunci cînd în jumătatea de lungime de undă a direcției fine a magnetizării (ripple) (pentru $\Phi > 0$) cîmpul efectiv omogen negativ considerat în modelul unidomenial și partea neomogenă a cîmpului efectiv generat de anizotropia uniaxială și cîmpurile externe depășesc efectele de stabilizare ale cîmpurilor medii magnetostatice de dispersie. Modelul poate fi folosit (a) în cazul păturilor subțiri la care există o dispersie mică și moderată a anizotropiei locale; (b) timpul de creștere a cîmpului pulsat este mai mare decît timpul de relaxare a structurii fine a magnetizării (ripple). Pentru pături la care există o dispersie mare a anizotropiei locale, cîmpul de „închidere" devine foarte mare, aceasta făcînd imposibilă apariția instabilității. În aceste situații inversarea magnetizării este dominată de cîmpurile efective neomogene generate de anizotropiile locale mari. La timpi de creștere a cîmpului pulsat mai mici decît timpii de relaxare a structurii fine a magnetizării, se așteaptă ca aceasta să devină parțial transversală determinînd apariția unor cîmpuri mari de dispersie care se opun la rotația magnetizării.

XVI.6. Modele ce descriu apariția magnetizării spontane în pături subțiri

Principial, modelele care descriu apariția magnetizării spontane în păturile subțiri feromagnetice nu diferă de cele utilizate în analiza comportării magnetice a materialelor masive. În folosirea acestora este însă necesar de a lua în considerare efectele geometriei păturii subțiri alături de caracteristicile de material sau tehnologice de obținere a păturilor. Odată cu expunerea unor rezultate experimentale legate de comportarea magnetică a păturilor subțiri (paragrafele XVI.2 și XVI.3) am trecut în revistă modul în care unele modele pot descrie aceste date. Astfel, în analiza păturilor monocristaline de nichel, modelele de bandă redau trăsăturile esențiale ale evidenței experimentale. Comportarea ferimagnetică a păturilor subțiri amorfe ale metalelor pămînturi-rare cu elementele de tranziție $3d$ este corect descrisă în aproximația cîmpului molecular.

Pe parcursul acestui paragraf, ne propunem să prezentăm particularitățile modelelor, ce pleacă de la premisa că momentele sînt localizate, prezentate în capitolul VII, în studiul comportării păturilor subțiri feromagnetice. O analiză exhaustivă a problematicii a fost făcută de Corciovei și colab. [6].

Aproximația cîmpului molecular (paragraful VII.4) înlocuiește efectul interacțiilor spinului considerat cu spinii vecini, printr-un cîmp efectiv uniform, care se determină în mod selfconsistent. Valenta [165—167] în calculul magnetizării locale a păturilor subțiri subdivide pătura în straturi atomice paralele cu suprafața (subrețele planare). Straturile sînt considerate ca subrețele Néel [168] generalizate. Cîmpul efectiv prezintă o anumită distribuție corespunzătoare distanței stratului de suprafața păturii. Asupra fiecărui spin situat într-o subrețea planară acționează un cîmp efectiv de schimb care reflectă interacțiile cu spinii straturilor vecine. Straturile de suprafață interacționează cu un număr mai mic de spini. Această diminuare a interacțiilor magnetice se reflectă în valori mai mici ale temperaturilor Curie și respectiv ale magnetizărilor. Deși magnetizarea straturilor nu este un număr cuantic bun, există anumite rațiuni [165, 169] care justifică o astfel de analiză.

Magnetizarea redusă M_{rs} a păturii subțiri se scrie

$$M_{rs} = B_s \left[\frac{\alpha}{T} \sum_{\nu=1}^{n} n_{\rho\nu} M_{r\nu} \right], \qquad \text{(XVI.6.1)}$$

unde $n_{\rho\nu}$ este numărul de vecini apropiați în stratul ν la un atom situat în stratul ρ, B_s este funcția Brillouin iar α este dat de

$$\alpha = \frac{3S}{S+1} \cdot \frac{T_c(\infty)}{z}, \qquad \text{(XVI.6.2)}$$

unde $T_c(\infty)$ este temperatura Curie a materialului masiv și $z = \sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} n_{\rho\nu}$, numărul tuturor vecinilor apropiați al atomului ρ al cristalului infinit.

Valorile calculate ale magnetizării reduse deviază de la valorile caracteristice materialului masiv numai pentru cîteva straturi atomice situate la suprafață (fig. XVI.20) [169]. Aceasta este consecința faptului

că sistemul de ecuații (XVI.6.1) descrie o distribuție a magnetizărilor straturilor plane situate la diferite adîncimi, comparativ cu suprafața probei. Diferența înte valorile magnetizării stratului de suprafață și

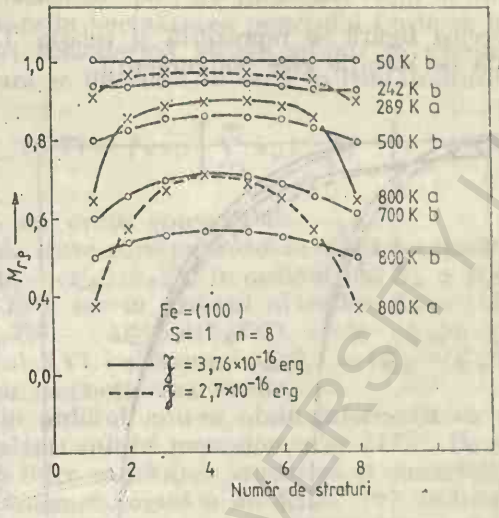


Fig. XVI.20. — Dependența de temperatură a magnetizării de-a curmezișul păturii cu $n=8$ monostraturi. Rezultate obținute (a) în aproximația cîmpului molecular; (b) metoda funcțiilor Green.

a magnetizării straturilor interioare este determinată de numărul de vecini apropiați. Pentru grosimi mai mici decît cele ce corespund la aproximativ 10 straturi atomice, magnetizarea spontană la o temperatură dată, scade pronunțat comparativ cu valoarea caracteristică eșantionului masiv. Valenta [165, 166] prezice o dependență a temperaturilor Curie de grosimea păturii. Pentru grosimi mai mici decît cca 10 straturi atomice, temperatura Curie scade cu pînă la (40—50)% din valoarea corespunzătoare materialului masiv. Modelul prezice existența unei magnetizări spontane și în cazul rețelei bidimensionale.

Aproximația cuplajului constant dezvoltată de Vojtczak [170] pleacă, de asemenea, de la un model al subrețelelor planare. Folosind metoda descrisă în paragraful VII.5 [171] se calculează dependența de temperatură a magnetizării. Expresia obținută se dezvoltă în anumite intervale de temperatură. Astfel, în apropiere de punctul Curie se obține

$$M = M(0)[3(T/T_c)^2(1 - T/T_c)]^{1/2}, \qquad \text{(XVI.6.3)}$$

unde $M(0)$ este magnetizarea la saturație, la 0K.

În domeniul de temperaturi intermediare nu se pot obține decît soluții numerice. Astfel, pentru a descrie dependența de temperatură a magnetizării, în acest interval de valori T, se propune o relație aproximativă

$$M \simeq M(0)(1 - T/T_c)^{1/2}\ [1 + 2(T/T_c)^2]^{1/2}, \qquad \text{(XVI.6.4)}$$

care satisface comportarea asimptotică a magnetizării M.

În figura XVI.21 se redă comportarea magnetizării descrisă de relația (XVI.6.4) în comparație cu rezultatele obținute în aproximația cîmpu-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

lui molecular și metoda cuplajului constant [171]. Ca urmare a unui procedeu de iterație numerică soluția poate fi scrisă în forma

$$M \simeq M(0)\,\mathrm{th}\{(T_c/T)(1 - T/T_c)^{1/2}[1 + 2(T/T_c)^2]^{1/2}\}. \qquad \text{(XVI.6.5)}$$

Pe aceeași figură se reprezintă și relația (XVI.6.5); se evidențiază că metoda de iterație este convergentă.

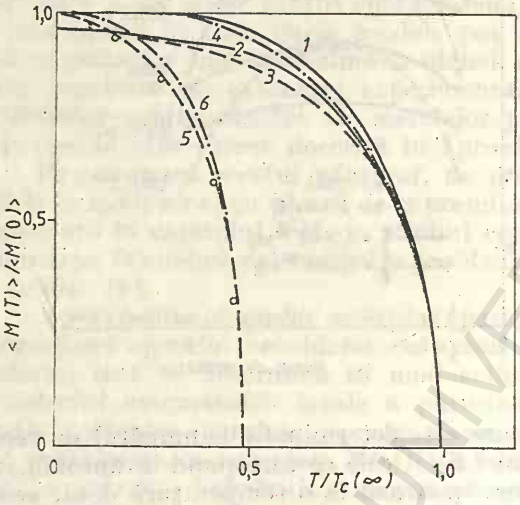


Fig. XVI.21. — Dependența de temperatură a magnetizării spontane: *1* — valoarea medie a magnetizării în aproximația cîmpului molecular; *2* — valoarea medie a magnetizării eșantionului masiv în aproximația cuplajului constant [171]; *3* — valoarea medie a magnetizării conform relației (XVI.6.4); *4* — valoarea medie a magnetizării conform relației (XVI.6.5); *5* — valoarea medie a magnetizării bazată pe relația (XVI.6.4) pentru un număr de straturi $n=3$; *6* — valoarea medie a magnetizării conform relației (XVI.6.5) pentru un număr de plane $n = 3$; o—puncte experimentale $n \simeq 3$ [172].

Methoda Bethe-Peierls-Weiss (paragraful VII.5) a fost utilizată de către Pearson [173] la studiul păturilor subțiri feromagnetice. Metoda este folosită în special pentru descrierea comportării magnetice în apropiere de punctele Curie. Aceasta analizează în mod exact interacția spinului considerat cu apinii atomilor situați în prima sferă de coordinație. Influența interacțiilor cu spinii celorlalți atomi este reprezentată printr-un cîmp efectiv. Modelul evidențiază o scădere de cîteva procente a temperaturii Curie a păturii subțiri formată din 8 straturi monoatomice comparativ cu temperatura Curie a probei masive. Pentru o pătură formată din 20 de straturi monoatomice, se prezice o scădere pronunțată a magnetizării în apropiere de suprafață. În stratul de suprafață aceasta este de aproximativ 60% din valoarea magnetizării stratului central.

Metoda dezvoltării în serie a fost utilizată de Corciovei și colab. [174—178] în studiul comportării magnetice a păturilor subțiri. Se consideră o pătură formată din q subrețele planare fiecare fiind constituită din N atomi avînd spinul 1/2. Se presupune că starea cuantică a acestui sistem de spini este caracterizată complet prin ansamblul proiecțiilor tuturor spinilor pe axa de magnetizare. Notînd prin n_p numărul de spini din stratul p, paraleli cu direcția magnetizării, magnetizarea stratului p este dată de $M_p = n_p - N/2$ cu $p = 1, 2, \ldots, q$. Se presupune că ansamblul numerelor M_p caracterizează în mod satisfăcător starea termodinamică a sistemului. Hamiltonianul sistemului este dat de suma energiei de schimb, a anizotropiei magnetice paralelă și perpendiculară, cît și a energiei dipolare. Rezolvarea problemei statistice a sistemului definit mai sus presupune calcularea sumei de stare; de aici se obține energia

liberă. Condițiile de minimum impuse energiei libere furnizează informații despre stările de echilibru ale structurilor magnetice. Formalismul utilizat, în domeniul temperaturilor înalte, nu folosește în mod explicit conceptul de cîmp molecular. Rezultatele obținute corespund însă cu concluziile aproximației cîmpului molecular, pe care în același timp le îmbunătățește. Calculul sumei de stare în vecinătatea punctului Curie se face în aproximația Kirkwood [179] considerînd atomii situați în prima sferă de coordinație. Suma de stare se dezvoltă în serie în conformitate cu

$$Z_M = \sum_i \exp(-\epsilon_i/k_B T) = f \exp\left[\sum_{n=1}^{\infty} a_n (k_B T)^{-n}\right], \qquad \text{(XVI.6.6)}$$

dezvoltarea fiind oprită la un ordin convenabil.

În ordinul unu suma de stare corespunzătoare stării termodinamice M este [178] $Z_M \simeq f(M)\exp(-\langle\epsilon_M\rangle/k_BT)$, în ordinul doi $Z_m \simeq f(M)\exp[-\langle\epsilon_M\rangle/k_BT+\langle\Delta\epsilon_M^2\rangle/2(k_B T)^2]$, iar în ordinul al treilea $Z_M \simeq f(M)\exp[-\langle\epsilon_M\rangle/k_BT + \langle\Delta\epsilon_M^2\rangle/2(k_BT)^2 - \langle\Delta\epsilon_M^3\rangle/6(k_BT)^3]$, unde $\langle\epsilon_M\rangle$, $\langle\Delta\epsilon_M^2\rangle$, $\langle\Delta\epsilon_M^3\rangle$ sînt date în paragraful XVI.7 și anume $\langle\Delta\epsilon_M^2\rangle = (\epsilon_M - \langle\epsilon_M\rangle)^2$ etc. iar M este proporțională cu magnetizarea medie.

Folosind dezvoltarea în ordinul unu se obțin informații cu privire la direcția magnetizării în pături subțiri monodomenice [172]. Pe această cale se stabilește o legătură între rezolvarea statistică și cuantică a problemei și respectiv analiza fenomenologică a lui Kittel [9]. Stările spinilor localizați sînt descrise în raport cu o axă de magnetizare de versor n, orientată arbitrar față de planul păturii. Minimizarea energiei libere în raport cu componenta normală la planul păturii a versorului axei de magnetizare spontană relevă posibilitatea existenței a două direcții de echilibru a magnetizării: o direcție paralelă cu planul păturii și respectiv o direcție perpendiculară la acesta. Orientarea magnetizării depinde de raportul dintre constantele de anizotropie și constanta dipolară, de grosimea q a păturii subțiri și de temperatură.

Aproximația în ordinul doi permite obținerea unor informații cu privire la efectul anizotropiilor paralele și respectiv perpendiculare asupra mărimii magnetizării [174, 175]. Magnetizarea spontană redusă a întregii pături depinde de temperatură, de numărul de subrețele q și de constantele de anizotropie. Pentru pătura subțire, se evidențiază teoretic o scădere a temperaturii Curie odată cu micșorarea grosimii păturii și în același timp o valoare limită a grosimii sub care nu mai este posibilă apariția feromagnetismului.

Pentru cazul în care $z = 8$, ce corespunde rețelei cubice cu fețe centrate a fierului, rezultate corecte se pot obține numai în aproximația de ordinul trei [176].

Teoria undelor de spin a lui Bloch [180] evidențiază că în esență feromagnetismul este un fenomen tridimensional și deci rețelele bidimensionale nu prezintă o magnetizare spontană. Este deci de așteptat ca păturile subțiri ale materialelor feromagnetice să aibă o comportare interesantă pe măsura scăderii grosimii. Klein și Smith [181] folosind modelul undelor de spin au calculat magnetizarea spontană a păturilor subțiri cu structură cubică simplă (cs). Se evidențiază că magnetizarea, în funcție de temperatura și grosimea păturii, deviază, la temperaturi joase, de la o lege în $T^{3/2}$ caracteristică eșantionului masiv. Aceste deviații sînt apreciabile în cazul păturilor subțiri, mai subțiri ca aproximativ

100 monostraturi atomice. Ulterior, modelul a fost folosit la studiul dependenței de temperatură a magnetizării la rețele cvc și cfc [182].

O discuție calitativă a faptului că magnetizarea nu urmează, pentru o rețea bidimensională, o dependență în $T^{3/2}$ a fost dată de Keffer și Davis [183, 184]. Admitem că pătura are q straturi atomice iar pe fiecare strat se află $N \times N$ atomi. Evident q este mult mai mic ca N. Să plecăm de la un eșantion de formă cubică [178] a cărui dimensiune se micșorează după Ox și se alungește în direcțiile Oy și Oz pentru a forma pătura subțire. Separațiile între valorile permise ale lui k_y și k_z scad în timp ce cele între valorile k_x cresc, pînă cînd, în sistemul bidimensional este permisă numai starea $k_x = 0$. Astfel, în apropiere de $k = 0$ va crește densitatea de stări de unde de spin. Ca atare în modelul Heisenberg, feromagnetismul bidimensional este instabil la excitarea unui număr foarte mare de unde de spin cu energie mică. Dacă se folosesc condiții la limită periodice, după direcția Ox, va apare o creștere a numărului de moduri de energie joasă (cu $k_x = 0$). Acest fapt va conduce la modificarea dependenței de temperatură a magnetizării pătuuii subțiri comparativ cu materialul masiv. Klein și Smith [181] au eliminat modul $k = 0$ întrucît acesta dă naștere la o contribuție infinită la magnetizarea probei, aceasta fiind însă insuficientă pentru a reduce densitatea mare de stări care apare la $k_x = 0$, sub valoarea $k_x \simeq \pi/qa$, unde a este parametrul de rețea. Acest rezultat poate fi explicat prin ignorarea faptului că spre deosebire de spinii interiori, spinii situați în stratul de suprafață interacționează numai cu spinii atomilor stratului apropiat, ceea ce distruge periodicitatea strictă a hamiltonianului. În consecință nu mai este posibil să se folosească condiții la limită periodice în toate direcțiile. Condițiile la limită corecte trebuie să țină seama de absența periodicității în direcția x. Corciovei [185] a evidențiat că pentru a obține rezultate corecte trebuie impuse condiții ciclice pe o pătură subțire cu o grosime dublă față de cea inițială. Döring [186] studiază tranziția de la o rețea plană la una tridimensională folosind condiții la limită corecte. Acesta arată că magnetizarea păturii subțiri este mai mică decît a corpului masiv deși diferența nu este așa mare ca cea prezisă anterior [181, 182]. Abbel [187] aplică metoda de mai sus în studiul rețelelor cs cu o suprafață (101) și respectiv cvc cu suprafața (001). Jellito [188] a elaborat o metodă de calcul a stărilor unimagnonice a spectrului undelor de spin în funcție de tipul de rețea și orientarea suprafeței păturii. În hamiltonianul de interacție s-a introdus [187—189] un cîmp uniform în lungul probei.

Corciovei și Vamanu [177] au calculat numeric magnetizarea redusă a monostraturilor și magnetizarea redusă totală a păturilor cu rețea cristalină de simetrie cubică. S-au avut în vedere suprafețe în care spinii sînt: liberi, fixați simetric și respectiv asimetric (vezi paragraful XI.2.2). Ultima situație constituie un model simplu de pătură feromagnetică depusă pe un suport. Condițiile de suprafață determină într-o măsură decisivă modul de magnetizare a întregii pături cît și distribuția magnetizării de-a curmezișul păturii. Suprafețele cu spini liberi conduc la o colapsare a magnetizării totale și în special a magnetizării straturilor de suprafață în timp ce pentru spinii fixați, magnetizarea acestora crește. Spre exemplu prezentăm în figura XVI.22 distribuția spațială a magnetizării în funcție de grosimea păturii pentru spinii de suprafață liberi, fixați simetric și respectiv asimetric pentru păturile cu $q = 6$, 12 și 20 straturi ($T = 8$ K, $K = 5 \cdot 10^{-5}$ erg/cm^3).

O problemă analizată a constituit-o măsura în care modul uniform (în care componenta vectorului de undă normală la suprafață este nulă) este un mod normal. Inițial, în calculul magnetizării [18, 181, 182] s-a admis

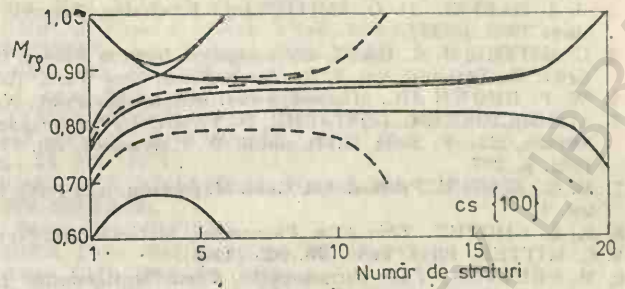


Fig. XVI.22. — Distribuția spațială a magnetizării în funcție de grosimea păturii. Se consideră situațiile: spini liberi, fixați simetric, fixați asimetric. Numărul de monostraturi este de $q = 6, 12$ și 20, $T = 8\ K$, $K = 5 \times 10^{-5}$.

că acest mod este permis. Totuși s-a evidențiat [18, 190—192] că acest mod, în general, nu este un mod propriu cu excepția unui feromagnet Heisenberg ideal. Un feromagnet Heisenberg ideal este caracterizat prin faptul că integrale de schimb, diferite de zero, apar numai între vecinii apropiați și au valori identice pretutindeni și respectiv nu există anizotropie și interacții dipolare. Dacă modul uniform nu este un mod propriu apare un interval de energie interzis (gap) în spectrul energetic al excitațiilor care modifică căldura specifică a magnonilor și magnetizarea la temperaturi scăzute. O altă consecință importantă a existenței acestui interval o constituie faptul că nu apare o divergență în calculul magnetizării unui singur strat. Studiile efectuate analizează în mod separat modurile caracteristice materialului masiv și respectiv ale suprafeței.

Metoda funcțiilor Green dezvoltată în paragraful VII.8 a fost de asemenea folosită la studiul proprietăților magnetice ale păturilor subțiri [193—196]. Spre exemplu, pentru a analiza dependența de temperatură a distribuției spațiale a magnetizării s-au studiat păturile subțiri de Fe (100) formate din 8 straturi atomice. Pentru aceasta s-a plecat de la un hamiltonian de schimb Heisenberg în adiție la un termen de tip Zeeman. Așa cum se vede în figura XVI.20, la temperaturi joase, descreșterea magnetizării lîngă suprafață este neglijabilă. Această variație a magnetizării se accentuează cu creșterea temperaturii, pînă ce atinge o valoare maximă și apoi descrește odată cu apropierea de temperatura Curie. Magnetizarea scade odată cu micșorarea numărului de plane atomice constituente ale păturii.

Aproximația cîmpului molecular (fig. XVI.20) conduce la o diminuare mai accentuată a magnetizării, lîngă suprafață, comparativ cu metoda funcțiilor Green.

Modelele analizate mai sus pleacă de la premisa că momentele magnetice sînt localizate. Acest fapt nu este întru totul în acord cu evidența experimentală pentru metalele de tranziție $3d$ și aliajele acestora (vezi capitolul VII). Cu toate acestea, în unele situații, pot descrie satisfăcător comportarea magnetică observată experimental a unor pături subțiri feromagnetice metalice. Analizele teoretice expuse au contribuit la o mai bună înțelegere a apariției magnetizării spontane în păturile subțiri.

BIBLIOGRAFIE

1. V. ANDRĂ, Phys. Stat. Solidi, **2**, 99 (1962) sau în Tonkije Ferromagnitnye Plionki, Izd. Mir, Moskva, 1964, p. 9—26.
2. J. I. RAFFEL, J. Appl. Phys., **30**, 60S (1959).
3. J. I. RAFFEL, D. O. SMITH, *Inf. Processing*, Proceed. UNESCO Int. Conf., Paris, June 1959, p. 447.
4. C. KITTEL, J. C. GALT, *Ferromagnetic Domain Theory*, in *Solid State Physics*, Eds. F. Seitz, D. Turnbull, vol. 3, Academic Press, New York, 1956, p. 479—564.
5. W. F. BROWN JR., *Micromagnetics*, Interscience Publ., New York, 1963.
6. A. CORCIOVEI, G. COSTACHE, D. VAMANU, *Ferromagnetic Thin Films*, in Solid State Physics, Eds. F. Seitz, D. Turnbull, W. Ehrenreich, vol. 27, Academic Press, New York, 1972, p. 237.
7. M. E. FISHER, Proceed. Int. Conf. Magnetism, ICM-Publ. House, Nauka, Moskova, 1974, vol. I.
8. K. L. CHOPRE, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill, New York, 1969.
9. C. KITTEL, Phys. Rev., **70**, 965 (1946).
10. M. PRUTTON, *Thin Ferromagnetic Films*, Butterwoths, London, 1964.
11. R. F. SOOHOO, *Magnetic Thir Films*, Harper and Row, New York, 1965.
12. C. KITTEL, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
13. S. STRICKMAN, D. TREVES, *Micromagnetics in Magnetism*, Eds. G.T. Rado, H. Suhl, vol. III, Academic Press, New York, 1963, p. 395—414.
14. I. D. BURSUC, M. P. SUCIU, *Păturі subțiri feromagnetice*, Edit. Academiei, București, 1969.
15. M. ROSENBERG, Thin Solid Films, **89**, 225 (1982).
16. G. BERGMANN, Phys. Rev. Lett., **41**, 264 (1978).
17. J. TYSON, A. M. OWENS, J. C. WALKER, G. BAYREUTHER, J. Appl. Phys., **52**, 2487 (1981).
18. J. C. LEVY, J. L. MOTCHANE, J. Vac. Sci. and. Tech., **9**, 721 (1972).
19. C. S. WANG, A. J. FREEMAN, J. Magn. Magn. Mat., 1982 (sub tipar).
20. L. N. LIEBERMANN, J. CLINTON, D. M. EDWARDS, J. MATHON, Phys. Rev. Lett., **25**, 232 (1970).
21. R. J. CELOTTA, D. T. PIERCE, G. C. WANG, S. BADER, G. P. FLETCHER, Phys. Rev. Lett., **43**, 728 (1979).
22. D. T. PIERCE, H. C. SIEGMANN, Phys. Rev., **B9**, 4035 (1974).
23. C. RAU, Bull. Am. Phys. Soc., **25**, 234 (1980).
24. W. ELB, F. S. ALVARADO, Phys. Rev. Lett., **37**, 444 (1976).
25. I. D. MOORE, J. B. PENDRY, J. Phys., **C 11**, 4615 (1978).
26. M. LANDOLT, M. CAMPAGNA, Phys. Rev. Lett., **38**, 663 (1977).
27. W. EBERHARDT, E. W. PLUMMER, K. HORN, J. ERSKINE, Phys. Rev. Lett., **45**, 273 (1980).
28. D. S. WANG, H. KRAKAUER, A. J. FREEMAN, J. Appl. Phys., **52**, 2502 (1981).
29. D. S. WANG, A. J. FREEMAN, Phys. Rev., **21**, 4585 (1980).
30. T. SHIAJO, T. MATSUZAWA, T. TAKADA, S. NASUI, Y. MURAKAMI, Phys., Lett., **36A**, 489 (1971).
31. H. ADLER, M. CAMPAGNA, Phys. Rev., **B8**, 2875 (1973).
32. H. ALDER, M. CAMPAGNA, Phys. Rev., **B8**, 2075 (1973).
33. M. B. BRODSKY, J. Appl. Phys., **52**, 1665 (1981).
34. B. STRITZKER, Phys. Rev. Lett., **42**, 1769 (1979).
35. R. A. WEBB, J. B. KETTERSON, W. P. HALPERIN, J. J. VUILLEMIN, N. B. SANDESARA, J. Low Temp. Phys., **32**, 659 (1978).
36. B. T. THALER, J. B. KETTERSON, J. E. HILLIARD, Phys. Rev. Lett., **41**, 336 (1978);
E. M. GYORGY, J. F. DILLON, D. E. McWHAN, L. W. RUPP JR., L. R. TESTARDI, P. S. FLANDERS, Phys. Rev. Lett., **45**, 57 ((1980).
37. I. K. SCHULLER, Phys. Rev. Lett., **44**, 1597 (1980).
38. T. JARLBORG, A. J. FREEMAN, Phys. Rev. Lett., **45**, 653 (1980).
39. G. P. FELCHER, J. W. CABLE, J. Q. ZHENG, J. B. KETTERSON, J. E. HILLIARD, citat în [19].
40. U. GRADMANN, R. O. ISBERT, J. Magn. Magn. Mat., **15—18**, 1109 (1980).
41. O. K. ANDERSEN, J. MADSEN, U. K. PAULSEN, O. JEPSEN, J. KOLLAR, Physica, **86—88B**, 259 (1977).
42. G. DUBLON, M. P. ROSENBLUM, W. T. VATTERLING, IEEE Trans. Mag., **MAG-16**, 1126 (1980).

43. M. B. BRODSKY, A. J. FREEMAN, Phys. Rev. Lett., **45**, 133 (1980).
44. F. C. FRANK, J. H. VAN DER MERWE, Proc. Roy. Soc. (London), **A198**, 205 (1949); R. W. VOOK, C. T. HORNG, Phil. Mag., **33**, 843 (1976).
45. S. G. DAS, D. D. KOELLING, F. M. MUELLER, Solid State Commun., **12**, 89 (1973).
46. P. E. FERGUSON, J. Appl. Phys., **49**, 2203 (1978).
47. J. G. WRIGHT, IEEE Trans. Mag., **MAG-12**, 95 (1976).
48. P. WHYMAN, R. V. ALDRIGE, J. Phys. F: Metal. Phys., **4**, L6 (1974).
49. M. M. L. KWAN, R. W. HOFFMAN, Jap. J. Appl. Phys., Suppl. **2**, 729 (1974).
50. W. FELSCH, Zeit. angew. Phys., **30**, 275 (1970).
51. D. PAN, D. TURNBULL, J. Appl. Phys., **45**, 1406 (1974).
52. S. C. ABRAHAMS, L. GUTTMAN, J. S. KASPER, Phys. Rev., **127**, 2052 (1962).
53. L. KAUFMAN, E. V. CLOUGHERTY, K. J. WEISS, Acta. Met., **11**, 323 (1963).
54. J. G. WRIGHT, Phil. Mag., **24**, 217 (1971).
55. C. W. GRIGSON, D. B. DOVE, G. R. STILLWELL, Nature, **204**, 173 (1964).
56. W. FELSCH, Zeit. Phys., **219**, 280 (1969).
57. W. FELSCH, Zeit. angew. Phys., **29**, 218 (1970).
58. H. WIESNER, J. SCHNEIDER, Phys. Stat. Solidi (a), **26**, 171 (1974).
59. K. TAMURA, H. ENDO, Phys. Lett., **20A**, 52 (1969).
60. Y. AJIRO, K. TAMURA, H. ENDO, Phys. Lett., **35A**, 275 (1971).
61. U. BANNINGER, G. BUSCH, M. CAMPAGNA, H. C. SIEGMANN, Phys. Rev. Lett., **25**, 585 (1970).
62. A. W. SIMPSON, D. R. BRAMBLEY, Phys. Stat. Solidi (a) **49**, 685 (1972).
63. J. R. BOSNELL, Thin Solid Films, **3**, 233 (1969).
64. P. J. GRUNDY, S. S. NANDRA, A. ALI, Intermag. Conf. Londra, 1975.
65. P. K. LEUNG, J. SLECHTA, J. G. WRIGHT, J. Phys. F: Metal Phys., **4**, L21 (1974).
66. J. SLECHTA, J. Non Cryst. Solids, **18**, 137 (1975).
67. J. SLECHTA, Phys. Stat. Solidi (b), **67**, 597 (1975).
68. C. C. TSUEI, G. LONGWORTH, S. C. H. LIN, Phys. Rev., **170**, 603 (1968).
69. S. ASANO, J. YAMASHITA, J. Phys. Soc. Japan., **31**, 1000 (1971).
70. T. SHINOHARA, H. WATANABE, J. Phys. Soc. Japan., **20**, 2020 (1965).
71. H. FRANKE, U. HEROLD, U. KÖSTER, M. ROSENBERG, J. Magn. Magn. Mat., **9**, 214 (1978).
72. H. FRANKE, S. DEY, M. ROSENBERG, F. E. LUBORSKY, J. L. WALTER, J. Magn. Mat., **15—18**, 1364 (1980).
73. N. A. BLUM, K. MOORJAM, T. O. POCHLER, F. G. SATKIEWICZ, J. Appl. Phys., **52**, 1808 (1981).
74. PH. MANGIN, M. PIECUCH, G. MARCHAL, CHR. JANOT, J. Phys. F: Metal Phys., **8**, 2085 (1978).
75. L. J. TAO, R. J. GAMBINO, S. KIRKPATRICK, J. J. CUOMO, H. LILIENTHAL, AIP Proc., **18** (1973).
76. J. TAO, S. KIRKPATRICK, J. R. GAMBINO, J. J. CUOMO, Solid State Commun., **13**, 1491 (1973).
77. E. BURZO, *Crystalline and Amorphous Rare-Earth Metallic Compounds*, Invited Lecture, Symposium on Metal Physics, Zloty-Potok, Poland, 1975, 87 p.
78. E. HASEGAWA, J. Appl. Phys., **45**, 3109 (1974).
79. K. LEE, N. HEIMAN, Proceed 20th Conf. on Magnetism and Magnetic Materials, San Francisco, 1974.
80. N. HEIMAN, K. LEE, Phys. Rev. Lett., **33**, 778 (1974).
81. J. J. RHYNE, *Amorphous magnetic rare-earth alloys in Handbook of Physics and Chemistry of Rare-Earth*, North Holland Publishing Company, 1979.
82. E. BURZO, Zeit. angew Phys., **32**, 127 (1971).
83. J. J. RHYNE, J. N. SCHELLENG, N. C. KOON, Phys. Rev., **B10**, 4672 (1974).
84. J. M. COEY, J. CHAPPERT, J. P. REBOUILLAT, T. S. WANG, Phys. Rev. Lett., **36**, 1061 (1976).
85. P. CHAUDHARI, J. J. CUOMO, R. J. GAMBINO, IBM J. Res. Dev., **17**, 66 (1973).
86. P. CHAUDHARI, J. J. CUOMO, R. J. GAMBINO, Appl. Phys. Lett., **22**, 337 (1973).
87. T. SHIRAKAWA, K. ONISHI, S. MATSUHITA, Y. SAKURAI, IEEE Trans. Magn. (in curs de publicare).
88. Y. MIMURA, N. IAMAMURA, T. KOBAYASHI, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 779 (1976).
89. K. SUNAGO, S. MATSUHITA, Y. SAKURAI, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 776 (1976).
90. S. MATSUHITA, Y. YAMADA, K. SUNAGO, Y. SAKURAI, IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 1977.
91. N. IAMAMURA, Y. MIMURA, T. KOBAYASHI, J. Appl. Phys., **48**, 2634 (1977).
92. N. HEIMAN, K. LEE, AIP Conf. Proc. Series, **34**, 319 (1976).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

93. N. HEIMAN, K. LEE, R. I. POTTER, J. Appl. Phys., **47**, 2634 (1976); AIP Conf. Proc., **29**, 130 (1976).
94. T. MIZOGUCHI, T. R. MCGUIRE, S. KIRKPATRICK, R. J. GAMBINO, Phys. Rev. Lett., **38**, 89 (1977).
95. T. R. McGUIRE, T. MIZOGUCHI, R. J. GAMBINO, S. KIRKPATRICK, J. Appl. Phys., **49**, 1689 (1978).
96. J. P. JAMET, A. P. MALOZEMOFF, Phys. Rev., **B18**, 75 (1978).
97. A. H. ESCHENFELDER, *Magnetic Bubble Technology*, Springer-Verlag, 1980.
98. J. J. W. MATTHEWS, E. KLOKHOLM, T. S. PLASKETT, AIP Conf. Proc., **10**, 271 (1973).
99. D. R. KRAHN, P. E. WIGEN, S. L. BLANK, J. Appl. Phys., **30**, 2189 (1978).
100. A. H. ESCHENFELDER, J. Appl. Phys., **49**, 1891 (1977).
101. J. W. NIELSEN, S. L. BLANK, D. M. SMITH, G. P. VELLA-COLEIRO, F. B. HAGEDORN, R. L. BARNS, W. A. BIALSI, J. Electr. Mat., **3**, 693 (1974).
102. J. E. DAVIES, E. A. GIESS, J. Mater. Sci., **10**, 2156 (1975).
103. J. W. NIELSEN, IEEE Trans. Magn., **MAG-12**, 327 (1976).
104. H. L. HU, M. HATZAKIS, E. A. GIESS, T. S. PLASKETT, INTERMAG Conf., Washington, 1973.
105. M. I. LEVINSTEIN, S. LICHT, R. W. LANDORF, S. L. BLANK, Appl. Phys. Lett., **19**, 486 (1971).
106. T. S. PLASKETT, E. KLOKHOLM, D. C. CRONEMEYER, P. C. LIN, S. E. BLUM, Appl. Phys. Lett., **25**, 357 (1974).
107. J. T. CARLO, D. C. BULLOCK, R. E. JOHNSON, S. G. PARKER, AIP Conf. Proc., **29**, 105 (1976).
108. E. A. GIESS, R. J. KOBLISKA, IEEE Trans. Magn., **MAG-14**, 410 (1978).
109. J. M. ROBERTSON, H. A. ALGRA, IEEE Trans. Magn., citat în [15].
110. F. HABEREY, R. LECKEBUSCH, M. ROSEMBERG, K. SAHL, Mat. Res. Bull., **15**, 493 (1980); IEEE Trans Magn, **MAG-16**, 681 (1980).
111. A. H. BOBECK, R. F. FISCHER, A. J. PERNESKI, J. P. REMEIKA, L. G. VAN UITERT, IEEE Trans. Magn., **MAG-5**, 554 (1969).
112. P. CHAUDHARI, J. J. CUOMO, R. J. GAMBINO, S. KIRKPATRICK, J. L. TAO, AIP Conf. Proc., **24**, 239 (1974).
113. R. HASEGAWA, B. E. ARGYLE, L. J. TAO, IBM Res. Report, RC 5097, 1974.
114. C. S. CARGILL, AIP Conf. Proc., **18**, 631 (1973).
115. J. J. RHYNE, S. J. PICKART, H. A. ALPERIN, AIP Conf. Proc., **18**, 563 (1973).
116. H. HOFFMANN, Thin Solid Films, **38**, 223 (1979).
117. K. J. HARTRE, M. S. Thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 1964.
118. H. HOFFMANN, J. Appl. Phys., **35**, 1790 (1964).
119. H. ROTHER, Zeit. Physik, **179**, 229 (1964).
120. H. HOFFMANN, IEEE Trans. Magn., **MAG-4**, 32 (1968).
121. K. KEMPTER, H. HOFFMANN, Phys. Stat. Solidi, **34**, 237 (1969).
122. H. SCHEWE, H. HOFFMANN, J. Magn-Magn. Mat., **6**, 11 (1977).
123. D. HAFFNER, H. HOFFMANN, Phys. Stat. Solidi (a), **52**, 549 (1979).
124. H. W. FULLER, M. E. HALE, J. Appl. Phys., **31**, 238 (1960); E. FUCHS, Zeit. angew Phys., **13**, 157 (1961).
125. W. D. DOYLE, T. F. FINNEGAN, J. Appl. Phys., **39**, 3355 (1968).
126. H. HOFFMANN, Phys. Kondens. Mater., **2**, 32 (1964).
127. C. S. COMSTOCK, A. C. SHARP, R. I. SAMUELS, A. V. POHM, IEEE Trans Magn., **4**, 33 (1968).
128. H. HOFFMANN, IEEE Trans. Magn., **MAG-2**, 566 (1966).
129. H. HOFFMANN, Zeit. angew Phys., **18**, 499 (1965).
130. O. G. BAYREUTHER, H. HOFFMANN, Czech. J. Phys., **B21**, 541 (1971).
131. H. HOFFMANN, J. Appl. Phys., **42**, 357 (1971).
132. H. HOFFMANN, N. H. KRYDER, IEEE Trans. Magn., **MAG-9**, 554 (1973).
133. H. HOFFMANN, IEEE Trans. Magn., **MAG-9**, 17 (1973).
134. E. D. DIACONU, Teză, Univ. Al. I. Cuza, Iaşi, 1982.
135. H. J. LEAMY, A. G. DIRKS, J. Phys. D, **10**, L95 (1977).
136. D. POMFRET, M. PRUTTON, J. Phys., **32 C1**, 399 (1971).
137. P. W. SHUMATE, D. H. SMITH, F. B. HAGEDORN, J. Appl. Phys., **44**, 449 (1973).
138. S. K. CHUNG, H. HOFFMANN, Physica, **86—88B**, 1449 (1977).
139. J. B. TSUKAHARA, H. KAWAKATSU, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 313 (1966).
140. J. B. PUCHALSKA, M. PRUTTON, Thin Solid Films, **13**, 59 (1972).
141. D. POMFRET, M. PRUTTON, Phys. Stat. Solidi, **19**, 423 (1973).
142. A. BUCHERL, Ph. D. Thesis, Regensburg, 1975; D. HAFNER, Ph. D. Thesis; Regensburg 1975, citate în [116].
143. H. HOFFMANN, T. MRYAZAK, IEEE Trans. Magn., **MAG-10**, 556 (1974).

144. R. J. GAMBINO, P. CHAUDHARI, J.J. CUOMO, AIP Conf. Proc., **18**, 587 (1973).
145. H. HOFFMANN, A. J. OWEN, F. SCHRÖPF, Phys. Stat. Solidi (a), **52**, 161 (1979).
146. M. PRUTTON, Trans. 9th Natl. Vacuum Symp. American Vacuum Society, New York, 1962, p. 59.
147. F. B. HAGEDORN, IEEE Trans. Magn., **MAG-4**, 41 (1968).
148. F. B. HUMPHREY, E. M. GYORGY, J. Appl. Phys., **30**, 935 (1959).
149. S. MIDDELHOEK, IBM J. Res. Dev., **10**, 351 (1966).
150. C. E. PATTON, F. B. HUMPHREY, J. Appl. Phys., **37**, 4269 (1966).
151. D. O. SMITH, G. P. WEISS, J. Appl. Phys., **29**, 290 (1958).
152. W. DIETRICH, W. E. PROEBSTER, P. WOLF, IBM J. Res. Dev., **4**, 189 (1960).
153. K. U. STEIN, Zeit. angew Phys., **18**, 528 (1965).
154. K. U. STEIN, IEEE Trans. Magn., **MAG-2**, 781 (1966).
155. R. V. TELESNIN, E. N. ILICHEVA, O. S. KOLOTOV, T. N. NIKITINA, V. A. POGOZHOV, Phys. Stat. Solidi, **14**, 371 (1966).
156. K. U. STEIN, Zeit. angew Phys., **20**, 36 (1965).
157. K. U. STEIN, Zeit. angew Phys., **20**, 323 (1966).
158. K. J. HARTE, J. Appl. Phys., **36**, 960 (1965); J. Appl. Phys; **38**, 1341 (1967).
159. J. H. HAPER, J. Appl. Phys., **39** (1968).
160. O. A. VIROGRADOV, Iz. Acad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz., **30**, 120 (1966).
161. O. A. VINOGRADOV, Phys. Stat. Solidi, **15**, 377 (1966).
162. T. FUCHIKAMI, J. Sci. Hiroshima Univ., Ser. A—II, **30** (1966).
163. E. TATSUMOTO, M. NOMURA, M. GOTO, J. Phys. Soc. Japan, **19**, 761 (1964).
164. M. GOTO, T. FUCHIKAMI, M. NOMURA, E. TATSUMOTO, J. Sci. Hiroshima Univ, Ser. A—II, **30**, 39 (1966).
165. L. VALENTA, Czech. J. Phys., **7**, 127, 136 (1957).
166. L. VALENTA, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., **21**, 879 (1957).
167. L. VALENTA, Phys. Stat. Solidi, **2**, 112 (1962).
168. L. NÉEL, Ann. Physique, **3**, 137 (1948).
169. L. VALENTA, W. HAWBEUREISSER, W. BRIDKORB, Phys. Stat. Solidi **26**, 191 (1960).
170. L. WOJTCZAK, J. Physique, **30**, 578 (1969).
171. P. N. KASTELEIJN, J. VAN KRANENDONK, Physica, **22**, 317 (1956).
172. U. GRADMANN, J. MÜLLER, J. Appl. Phys., **39**, 1379 (1968).
173. J. PEARSON, Phys. Rev., **138**, A213 (1965).
174. A. CORCIOVEI, Czech. J. Phys., **10**, 568, 917 (1960).
175. A. CORCIOVEI, G. COSTACHE, Phys. Stat. Solidi, **16**, 329 (1966); Rev. Roum. Phys. **11**, 885 (1966).
176. A. CORCIOVEI, GH. GHIKA, Czech. J. Phys., **22**, 278 (1962).
177. A. CORCIOVEI, D. VAMANU, Rev. Roum. Phys., **12**, 7 (1967); J. Appl. Phys., **39**, 1381 (1968).
178. A. CORCIOVEI, G. COSTACHE, D. VAMANU, St. Cerc. Fiz., **20**, 1109 (1968).
179. J. G. KIRKWOOD, J. Chem. Phys., **6**, 70 (1938).
180. F. BLOCH, Zeit. Physik, **61**, 206 (1930).
181. M. J. KLEIN, R. S. SMITH, Phys. Rev., **81**, 378 (1951).
182. S. J. GLASS, M. J. KLEIN, Phys. Rev., **109**, 288 (1958).
183. J. DAVIS, F. KEFFER, J. Appl. Phys., **34**, 1135 (1963).
184. F. KEFFER, in Handbuch der Physik, vol. XVIII/2, p. 1, Springer Verlag, 1966.
185. A. CORCIOVEI, Rev. Roum. Phys., **10**, 3 (1965).
186. W. DÖRING, Zs. Naturforsch., **16a**, 1146 (1961).
187. R. ABBEL, Zs. Naturforsch., **189**, 371 (1963).
188. R. JELLITO, Zs. Naturforsch., **19a**, 1580 (1964).
189. A. CORCIOVEI, Phys. Rev., **130**, 2223 (1963).
190. P. E. WIGEN, C. F. KOOI, M. R. SHANABERGER, T. D. ROSSING, Phys. Rev. Lett., **9**, 206 (1962).
191. V. M. SOKOLOV, B. A. TAVGER, FTT, **11**, 753 (1969).
192. H. PUSZKARSKI, Phys. Lett., **30A**, 227 (1969); Acta Phys. Pol., **A38**, 217 (1970).
193. A. CORCIOVEI, G. CIOBANU, J. Phys. Chem. Solids, **26**, 1939 (1965).
194. W. BRODKORB, W. HAUBENREISSER, Phys. Stat. Solidi, **8**, K21 (1965).
195. W. BRODKORB, W. HAUBENREISSER, Phys. Stat. Solidi, **10**, 225, 577 (1966).
196. L. VALENTA, W. BRODKORB, W. HAUBENREISSER, Phys. Stat. Solidi, **26**, 191 (1968).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XVII. | TRENAJUL MAGNETIC

XVII.1. Probleme generale

Pentru început vom defini trenajul magnetic folosind formularea dată de Néel [1]. În această accepţiune trenajul magnetic descrie fenomenul caracterizat prin dependenţă de timp a magnetizării corpurilor ordonate magnetic, exceptînd cazurile cînd aceasta este consecinţa acţiunii curenţilor induşi, a efectelor cîmpurilor alternative de frecvenţe ridicate sau a modificărilor ireversibile în natura fizico-chimică a substanţei care constituie suportul ordonării magnetice.

Trenajul magnetic a fost descoperit de Ewing [2] cu aproape un secol în urmă. Folosind un fir cu diametrul $d = 4 \cdot 10^{-3}$m şi confecţionat din oţel moale, acesta măsoară cu ajutorul unui magnetometru, dependenţa de timp a magnetizării, ca urmare a creşterii bruşte (în momentul ($t = 0$) a intensităţii cîmpului extern, cu valoarea ΔH (figura XVII.1).

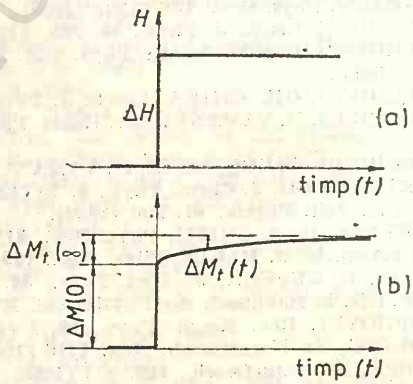


Fig. XVII.1. — Dependenţa de timp a cîmpului magnetic extern (a) şi a magnetizării probei (b).

Magnetizarea firului (iniţial demagnetizat) poate fi scrisă ca suma a două contribuţii

$$M(t) = \Delta M(0) + \Delta M_t(t), \qquad \text{(XVI.1.1)}$$

unde $\Delta M(0)$ descrie variaţia cvasiinstantanee a magnetizării iar $\Delta M_t(t)$ reprezintă o componentă a magnetizării care creşte monoton cu timpul, din ce în ce mai lent şi în final tinde spre o valoare limită $\Delta M_t(\infty)$. În anumite cazuri situaţia de echilibru poate fi obţinută după cîteva minute. Printre alte fenomene, se evidenţiază că amplitudinea totală de variaţie a magnetizării $M_t(t = \infty)$ depinde de durata de aplicare a cîmpului ΔH.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prezența curenților induși nu poate justifica o astfel de comportare în cîmpuri externe de intensitate mică. Ca atare efectul observat a fost denumit trenaj magnetic.

Pentru început vom prezenta un model formal [3] ce poate fi dezvoltat plecînd de la teoria relaxării dielectrice. Pentru modificări ale intensității cîmpului extern, suficient de mici, fenomenul de trenaj magnetic poate fi descris în cadrul unei teorii liniarizate. Această teorie liniarizată are aplicații limitate, ca urmare a faptului că ia în considerare doar modificări mici ale magnetizării. În plus chiar dacă se admite un model fizic pentru distribuția constantelor de timp, analiza datelor în acest model are mai degrabă semnificația unui exercițiu matematic. Discutăm două mecanisme responsabile pentru trenajul magnetic și anume cel implicînd *fluctuații termice* și respectiv mecanismul de *difuzie*. În acest context vom prezenta modelele dezvoltate plecînd de la aceste concepte cît și metodele de determinare a constantelor de trenaj. Trecem apoi succint în revistă metodele de studiu experimentale ale trenajului magnetic.

Analiza rezultatelor experimentale obținute de Ewing [2] evidențiază că separarea variațiilor instantanee și respectiv lente a magnetizării nu poate fi făcută riguros. Trenajul este cu atît mai evident, cu cît datele se obțin la valori ale timpului mai apropiate de momentul în care se modifică cîmpul magnetic. În acest interval de timp apar însă și perturbații datorită curenților turbionari. Ca atare, un număr de experimentatori au măsurat în același timp cu trenajul magnetic și perturbațiile în magnetizare datorită curenților turbionari [4].

În general, efectul curenților turbionari asupra variației în timp a magnetizării nu poate fi calculat exact în cazul substanțelor feromagnetice. Pentru a analiza această problemă, vom considera un cilindru infinit de lung, de rază R, cu permeabilitate μ și conductibilitate σ situat într-un cîmp de inducție $\mathbf{B}$ paralel cu generatoarea. În momentul $t = 0$, cîmpul scade de la valoarea B la zero. Inducția magnetică B într-un punct situat la distanța r de axă este descrisă de ecuația [5]

$$\frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial B}{\partial r} - \mu\sigma \frac{\partial B}{\partial t} = 0, \qquad \text{(XVII.1.2)}$$

cu $0 \leqslant r \leqslant R$.

Cîmpul mediu de inducție, în probă, este dat de [5]

$$b(t) = \frac{B(t)}{B(0)} = 4 \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\lambda^2_\nu t}{\mu\sigma R^2}\right)}{\lambda_\nu^2}, \qquad \text{(XVII.1.3)}$$

unde λ_ν este rădăcina de ordinul ν a funcției Bessel de ordinul zero. Dacă $t(\mu\sigma R^2)^{-1}$ este destul de mare, variația în timp a inducției se exprimă prin o serie rapid convergentă

$$b(t) \simeq 0{,}692 \exp\left(-\frac{5{,}78\, t}{\mu\sigma R^2}\right) + 0{,}131 \exp\left(-\frac{30{,}47}{\mu\sigma R^2}\right). \qquad \text{(XVII.1.4)}$$

Relația (XVII.1.4) este verificată pentru materialele ce nu prezintă ordonare magnetică, ca de exemplu cupru sau alamă [6].

În cazul substanțelor ordonate magnetic relațiile de mai sus nu mai descriu comportarea observată experimental, fără însă ca acest fapt să poată fi atribuit trenajului magnetic. Printre cauzele care contribuie la aceasta menționăm:

(a) Condițiile la limită folosite nu iau în considerare efectele de demagnetizare care atunci cînd sînt importante măresc viteza de descreștere a inducției [7].

(b) Suprimarea cîmpului extern nu se face în mod instantaneu la $t = 0$. Pe de altă parte deschiderea circuitului este adesea însoțită de oscilații ale curentului, care pot să modifice substanțial forma lui $B(t)$.

(c) Permeabilitatea magnetică, a substanței depinde de valorile inducției, deci de timp. Ca atare pentru aceste situații nu putem obține o soluție riguroasă a problemei. Soluții aproximative au fost propuse de Bozorth [8].

(d) Ecuațiile precedente nu țin seama de mecanismele de variație ale magnetizării. Pentru valori mici sau medii ale inducției magnetice, materialul este divizat în domenii magnetice. La această scară permeabilitatea magnetică este neomogenă. Deoarece pozițiile pereților nu sînt cunoscute, valorile curenților reali induși, diferă comparativ cu previziunile teoretice. Problema a putut fi analizată doar pentru un perete ce separă două domenii cu magnetizările orientate în mod antiparalel [9]. Analiza curenților induși, folosind formalismul clasic, conduce la rezultate cu atît mai diferite de datele experimentale cu cît domeniile elementare sînt mai mari (curenți induși mai neomogeni), iar cîmpul extern este apropiat de cîmpul coercitiv.

Ținînd seama de cele de mai sus, este dificil de a prevedea, în orice moment, contribuția exactă a curenților induși, în cazul variației rapide a magnetizării. Ca atare, pentru a nu vicia datele obținute în studiul trenajului magnetic, după modificarea cîmpului, va trebui să așteptăm un anumit timp, pentru efectuarea măsurătorilor. Pentru condițiile cele mai defavorabile ($H \simeq H_c$), pentru un fir de permaloy, acesta este de ordinul unei secunde. Pentru aceeași probă, la care magnetizarea este însă apropiată de valoarea sa de saturație, acesta este de ordinul a 10^{-2} s Richter [7] studiază trenajul magnetic la 10^{-3} s după încetarea acțiunii cîmpului extern. Pentru această situație particulară condițiile experimentale alese corespund la o permeabilitate magnetică aproape constantă și deplasări aproape reversibile ale pereților de domeniu.

În general deci trebuie avut în vedere un interval de timp de cel puțin 10^{-3} s, ca limita sub care perturbațiile produse de curenții induși devin necontrolabile. Fără această precauție rezultatele experimentale sînt discutabile [10].

XVII.2. Modelul formal al trenajului magnetic

Să admitem că asupra unei substanțe ordonate magnetic acționează cîmpul magnetic $H(t)$. Magnetizarea probei, după încetarea acțiunii cîmpului conform cu relația (XVII.1.1), este dată de suma magnetizării cvasiinstantanee M_i și a componentei dependente de timp, M_t. Astfel [3, 12]

$$M(t) = M_i(t) + M_t(t), \qquad \text{(XVII.2.1)}$$

unde $M_i(t) = \chi H(t)$ iar χ este susceptivitatea magnetică, ce în general depinde de istoria magnetică a probei.

Componenta magnetizării $M_i(t)$ ce caracterizează trenajul magnetic depinde de valoarea cîmpului anterior lui t și anume în momentul $(t-\theta)$. Pe măsură ce θ crește această dependență se estompează.

Presupunem că este valabil principiul superpoziției. Astfel avem

$$M_i(t) = \gamma \int_0^\infty g(\theta)\chi H(t-\theta)\,\mathrm{d}\theta, \qquad \text{(XVII.2.2)}$$

unde prin γ am notat fracțiunea din magnetizarea totală care este dependentă de cîmp, iar $g(\theta)$ este o funcție ce tinde spre zero atunci cînd θ crește. Astfel pentru un timp mare de la modificarea cîmpului extern avem

$$M = \chi H + \gamma\chi H. \qquad \text{(XVII.2.3)}$$

Dacă asupra materialului feromagnetic, inițial demagnetizat, acționează cîmpul H_0 în momentul $t = 0$, după trecerea timpului t, componenta magnetizării ce caracterizează trenajul magnetic, în acord cu (XVII.2.2), are forma

$$M_i(\theta) = \gamma\chi H_0 \int_0^t g(\theta)\,\mathrm{d}\theta = \gamma\chi H_0 f(\theta). \qquad \text{(XIIV.2.4)}$$

Funcția $f(\theta)$ crește de la valoarea $f(\theta) = 0$, pentru $t = 0$, la valoarea unitate, pentru $\theta = \infty$.

Să considerăm o situație opusă, în care sistemul este magnetizat, sub acțiunea cîmpului H_0. Dacă în momentul $t = 0$, încetează acțiunea cîmpului, dependența de timp a magnetizării este dată de

$$M_i''(\theta) = \gamma\chi H_0 \int_t^\infty g(\theta)\,\mathrm{d}\theta = \gamma\chi H_0[1 - f(\theta)], \qquad \text{(XVII.2.5)}$$

unde am considerat că $f(\infty) = \int_0^\infty g(\theta)\,\mathrm{d}\theta = 1$.

Vom atribui modificarea în timp a magnetizării proceselor de relaxare care au loc în material, procese caracterizate prin *timpii de relaxare* τ. Ca urmare, componenta magnetizării care descrie trenajul magnetic, va fi dată de suma contribuțiilor proceselor de relaxare individuale caracteristice sistemului

$$M_i(t, \tau) = \int_0^\infty M(t, \tau)\,\mathrm{d}\tau. \qquad \text{(XVII.2.6)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să admitem că asupra probei acționează un timp indelungat cîmpul H_0. Contribuția la magnetizare a proceselor de relaxare caracterizate prin timpi de relaxare cuprinși între τ și $\tau + d\tau$ este dată de

$$dM_\infty(\tau) = \gamma\chi H_0 g(\tau)\, d\ln\tau = \gamma\chi H_0 \frac{g(\tau)}{\tau}\, d\tau, \qquad \text{(XVII.2.7)}$$

unde condiția de normare impune ca

$$\int_0^\infty g(\tau)\, d\ln\tau = 1. \qquad \text{(XVII.2.8)}$$

Plecînd de la ecuațiile ce descriu variația în timp a sarcinilor electrice [3] se poate arăta că pentru $t > 0$ avem

$$dM(t, \tau)/dt = -(1/\tau)\,[M(t, \tau) - M_\infty(t, \tau)], \qquad \text{(XVII.2.9)}$$

unde $M_\infty(t, \tau)$ este dată de o relație similară cu (XVII.2.7) și anume $M_\infty(t, \tau) = \gamma\chi_0 H(t)\, g(\tau)/\tau$.

Rezolvînd ecuația (XVII.2.9) se obține [12, 13]

$$M(t, \tau) = \gamma\chi_0 \int_0 \frac{1}{\tau} \exp(-\theta\tau^{-1}) \frac{g(\tau)}{\tau} H(t - \theta)\, d\theta. \qquad \text{(XVII.2.10)}$$

Dependența de timp a magnetizării, datorită trenajului magnetic, în acord cu (XVII.2.6) și (XVII.2.10) este

$$M_t(t) = \gamma\chi_0 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\exp(-\theta\tau^{-1})}{\tau} \frac{g(\tau)}{\tau} H(t - \theta)\, d\theta\, d\tau. \qquad \text{(XVII.2.11)}$$

Dacă cîmpul extern acționează astfel încît avem

$$H = H_0 \text{ pentru } -\infty < t < 0;\ H = 0 \text{ pentru } t > 0, \qquad \text{(XVII.2.12)}$$

relația (XVII.2.11) ia forma

$$M_t(t) = \gamma\chi H_0 \int_0^\infty \frac{g(\tau)}{\tau} \int_0^\infty \frac{\exp(-\theta\tau^{-1})}{\tau}\, d\theta = \qquad \text{(XVII.2.13)}$$

$$= \gamma\chi H_0 \int_0^\infty \frac{g(\tau)}{\tau} \exp(-t\tau^{-1})\, d\tau = \gamma\chi H_0 R(t),$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde *funcția de întîrziere* $R(t)$ este dată de

$$R(t) = \int_0^\infty \frac{g(\tau)}{\tau} \exp(-t\tau^{-1})\, d\tau. \qquad \text{(XVII.2.14)}$$

Relația (XVII.2.14) poate fi explicitată în ipoteza că forma funcției $g(\tau)/\tau$ este cunoscută. Dacă procesele de relaxare sînt caracterizate printr-o energie de activare ϵ_A și descrise de o relație de forma

$$\tau = \tau_0 \exp(\epsilon_A/k_B T), \qquad \text{(XVII.2.15)}$$

se poate arăta că rezultatele experimentale pot fi corect analizate în ipoteza că $g(\tau)$ este dată de

$$g(\tau) = \begin{cases} 1/\ln(\tau_2\tau_1^{-1}) & \text{pentru } \tau_1 \leqslant \tau \leqslant \tau_2, \\ 0 & \text{pentru } \tau < \tau_1 \text{ sau } \tau > \tau_2. \end{cases} \qquad \text{(XVII.2.16)}$$

Această formă a lui $g(\tau)$ este reprezentată grafic în figura XVII.2.

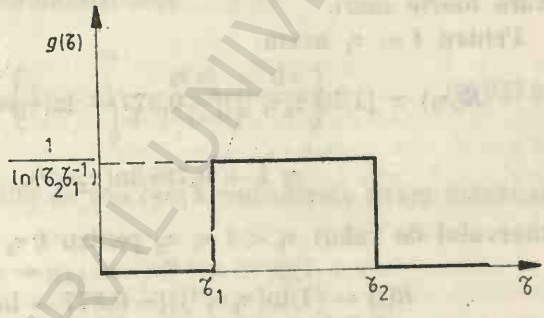


Fig. XVII.2. — Funcția de distribuție $g(\tau)$.

Să facem o schimbare de variabilă și anume $u = t/\tau$. În supoziția de mai sus limitele de integrare în (XVII.2.14) devin $u_1 = t/\tau_1$ și respectiv $u_2 = t/\tau_2$, astfel că

$$R(t) = \frac{1}{\ln(\tau_2\tau_1^{-1})} \int_{u_1}^{u_2} \frac{\exp(-u)}{u}\, du = \qquad \text{(XVII.2.17)}$$

$$= \frac{1}{\ln(\tau_2\tau_1^{-1})} [\mathcal{N}(u_2) - \mathcal{N}(u_1)].$$

Funcția $\mathcal{N}(u) = \int_0^\infty (\exp(-u))/u\, du$ poate fi dezvoltată în serie cores-

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

punzător diferitelor intervale de valori u:

$$u \ll 1 \quad \mathcal{N}(u) = -0{,}577 - \ln u + u - \frac{1}{2}\cdot\frac{u^2}{2!} + \frac{1}{3}\cdot\frac{u^3}{3!} - \ldots,$$

$$u \gg 1 \quad \mathcal{N}(u) = (\exp(-u))/u\left(1 - \frac{1!}{u} + \frac{2!}{u^2} - \frac{3!}{u^3} + \ldots\right), \tag{XVII.2.18}$$

$$u = 1 \quad \mathcal{N}(u) = 0{,}219.$$

În mod obișnuit este îndeplinită condiția $\tau_2 \gg \tau_1$. Dacă în același timp $t \ll \tau_1$, avem

$$R(t) \simeq \frac{1}{\ln(\tau_2\tau_1^{-1})}\left[\ln(\tau_2\tau_1^{-1}) - t\left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2}\right)\right] \simeq 1 - \frac{t}{\tau_1 \ln(\tau_2\tau_1^{-1})}. \tag{XVII.2.19}$$

O dependență liniară în t poate fi în principiu observată pînă la valori $t = \tau_1$. Ca atare relația (XVII.2.19) este valabilă pentru timpi de relaxare foarte mari.

Pentru $t = \tau_1$ avem

$$R(\tau_1) \simeq [1/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})][-0{,}577 - \ln(\tau_1/\tau_2) - 0{,}219\ldots] \simeq \tag{XVII.2.20}$$

$$\simeq 1 - 0{,}796/\ln(\tau_2\tau_1^{-1}).$$

În intervalul de valori $\tau_1 < t < \tau_2$ pentru $t/\tau_2 \ll 1$ și $t/\tau_1 \gg 1$, avem

$$R(t) = [1/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})][-0{,}577 - \ln(t\tau_2^{-1})]. \tag{XVII.2.21}$$

Relația de mai sus evidențiază o dependență de timp a magnetizării, de tip logaritmic.

Pentru $t \gg \tau_1$, ținînd seama de (XVII.2.13), componenta magnetizării corespunzătoare trenajului magnetic are forma

$$M_t(t) = \text{const} - [\gamma\chi H_0/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})]\ln t. \tag{XVII.2.22}$$

Notînd prin $\beta = \chi/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})$ relația (XVII.2.22) se poate scrie

$$M_t(t)/\chi H_0 = \text{const.} - \beta \ln t. \tag{XVII.2.23}$$

Relația (XVII.2.23) evidențiază faptul că trenajul magnetic introduce un defazaj între magnetizare și cîmpul extern. Acest defazaj poate fi caracterizat prin unghiul de pierderi ε_m. În situația de mai sus avem

$$\operatorname{tg} \varepsilon_m = \beta \cdot \pi/2. \tag{XVII.2.24}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să analizăm *trenajul magnetic în cazul cînd asupra probei acționează un cîmp alternativ* $H = H_0 \cos \omega t$.

Soluția ecuației (XVII.2.6) în acest caz, are forma [3]

$$M_i(t, \tau) = \gamma \chi H_0 \frac{g(\tau)}{\tau} \left[\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \cos \omega t + \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \sin \omega t \right]. \tag{XVII.2.25}$$

Dependența de timp a inducției magnetice $B = \mu_0[H + M_i(t)]$ este dată de

$$B(t) = \mu_0 H_0 \left\{ \left[1 + \gamma \int_0^\infty \frac{g(\tau)}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{d\tau}{\tau} \right] \cos \omega t + \right. \tag{XVII.2.26}$$

$$\left. + \gamma \int_0^\infty \frac{g(\tau)\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{d\tau}{\tau} \sin \omega t \right\}.$$

Partea reală a permeabilității este

$$\mu = \mu_0 \left[1 + \gamma \int_0^\infty \frac{g(\tau)}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{d\tau}{\tau} \right]. \tag{XVII.2.27}$$

Depinzînd de domeniile de frecvență considerate avem următoarele situații limită

$$\omega \to \infty : \mu \to \mu_0 ; \quad \omega \to 0 : \mu \to \mu_0(1 + \gamma).$$

Pentru valori $\gamma \ll 1$, unghiul de pierderi este dat de

$$\operatorname{tg} \varepsilon_m = \gamma \int_0^\infty g(\tau) \frac{d(\omega\tau)}{1 + (\omega\tau)^2}. \tag{XVII.2.28}$$

Dacă funcția $g(\tau)$ are forma reprezentată în figura XVII.2, avem

$$\operatorname{tg} \varepsilon_m = \frac{\gamma}{\ln(\tau_2\tau_1^{-1})} \int_{t_1}^{t_2} \frac{d(\omega\tau)}{1 + (\omega\tau)^2} = \tag{XVII.2.29}$$

$$= [\gamma/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})] \, [\operatorname{arc\,tg}(\omega\tau_2) - \operatorname{arc\,tg}(\omega\tau_1)].$$

Dacă $\tau_1 \ll \tau_2$ poate exista un domeniu de frecvență $\tau_1 \ll \omega^{-1} \ll \tau_2$ în care unghiul de pierderi nu depinde de ω. În acest interval de valori

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

τ, $\mathrm{tg}\,\varepsilon_m$ are o valoare dată de

$$\mathrm{tg}\,\varepsilon_{m,\max} = (\pi/2)\cdot\gamma/\ln(\tau_2\tau_1^{-1}). \qquad \text{(XVII.2.30)}$$

Relația de mai sus este similară cu cea obținută pentru situația cînd cîmpul extern este constant (relația XVII.2.24). Pentru $\omega_1 = \tau_1^{-1}$ și $\omega_2 = \tau_2^{-1}$, $\mathrm{tg}\,\varepsilon_m$ are jumătatea valorii dată de (XVII.2.30). Dacă τ_2 și τ_1 au valori apropiate, conform cu (XVII.2.29) $\mathrm{tg}\,\varepsilon_m$ depinde de ω și are valoarea maximă pentru

$$\omega = \omega_m = (\tau_1\tau_2)^{-1/2} \qquad \text{(XVII.2.31)}$$

și anume

$$\mathrm{tg}\,\varepsilon_{m,\max} = \gamma/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})][\mathrm{arc\ tg}\sqrt{\tau_2/\tau_1} - \mathrm{arc\ tg}\sqrt{\tau_1/\tau_2}] =$$

$$= [\gamma/\ln(\tau_2\tau_1^{-1})]\mathrm{arc\ tg}(1/2)[\sqrt{\tau_2\tau_1^{-1}} - \sqrt{\tau_1\tau_2^{-1}}]. \qquad \text{(XVII.2.32)}$$

Experimental se observă adesea că răspunsul magnetizării la o modificare bruscă a cîmpului extern H_0 are forma

$$\Delta M = A + B\ln t, \qquad \text{(XVII.2.33)}$$

unde A și B sînt constante. O astfel de lege în mod clar corespunde la valori foarte mici sau foarte mari ale timpului de relaxare. În cadrul teoriei liniare dezvoltate mai sus, relația (XVII.2.33) poate fi „justificată" postulînd că densitatea de probabilitate a lui $\ln\tau$ este practic uniformă de la $\tau \ll t_1$ la $\tau \gg t_2$, unde (t_1, t_2) este intervalul de timp corespunzător observațiilor. Pentru un cîmp alternativ cu pulsația ω, dacă $t_2^{-1} \ll \omega \ll t_1^{-1}$ pierderile de energie pe ciclu sînt independente de frecvență.

Teoria liniarizată prezentată mai sus, are o utilizare limitată, deoarece are în vedere doar modificări mici ale magnetizării. Pe de altă parte atît timp cît nu se adoptă un model fizic care să prezică distribuția timpilor de relaxare, interpretarea datelor experimentale folosind acest model are în multe cazuri, semnificația unui exercițiu matematic.

XVII.3. Trenajul magnetic prin difuzie

XVII.3.1. Modele fenomenologice

Să considerăm un cristal feromagnetic. Vom introduce în rețeaua cristalină o cantitate mică de atomi, a căror natură este diferită de cea a cristalului gazdă. „Impuritățile", ocupă în rețea poziții interstițiale. Aceste impurități pot difuza, în cazul cînd energia termică depășește bariera de potențial caracteristică. Energia implicată în această barieră, ϵ_A determină durata medie de viață a unei poziții. Trenajul prin difuzie este atribuit în principal prezenței atomilor interstițiali în cristalul feromagnetic. În ce privește mecanismele care fac posibilă această difuzie și reflectarea acestora în trenajul magnetic, există păreri diferite. Existența simultană a

trenajului mecanic și respectiv magnetic, în aceeași probă a făcut pe Snoek [14] să presupună că migrarea atomilor de impurități tinde să relaxeze tensiunile elastice ale rețelei. Relaxarea tensiunilor produse prin magnetostricțiune ar conduce astfel la apariția trenajului magnetic. Néel [1] a evidențiat că un astfel de mecanism, nu este preponderent, deoarece energiile implicate sînt prea mici pentru a lua în considerare efectele observate. Néel [16] admite un cuplaj de tip magnetocristalin între pozițiile rețelei pe care le ocupă atomii de impuritate și direcția magnetizării spontane. Fiecare atom (diferit de cel al cristalului) contribuie la energia liberă a cristalului. Direcția magnetizării spontane influențează modul de distribuție, la echilibru, a atomilor impuritate și reciproc, modul de aranjare a acestora influențează direcția magnetizării spontane. Vom denumi o *stare stabilizată*, starea de echilibru ce corespunde unei magnetizări date a substanței. Modul de dispunere a atomilor impuritate este anizotrop, chiar și după aceeași direcție. Odată cu modificarea direcției magnetizării, prin difuzia atomilor impuritate, se obține o nouă poziție de echilibru. DeVries [15] a dezvoltat un model în care include atît tipurile de interacții propuse de Snoek cît și de Néel. Vom analiza în continuare, modelul propus de Néel, pentru cazul particular al unui cristal de α-Fe care conține un număr mic de atomi de carbon. Exemplificăm apoi modul în care prezicerile modelului descriu rezultatele experimentale. În final prezentăm cîteva rezultate privind procesul de dezacomodare.

XVII.3.2. Modelul Néel al trenajului prin difuzie

Să considerăm un cristal de α-Fe cu structura cvc (fig. XVII.3) [16]. Cristalul poate să conțină în soluția solidă metastabilă, la temperatura mediului ambiant, o cantitate mică de atomi de carbon. Studiile de

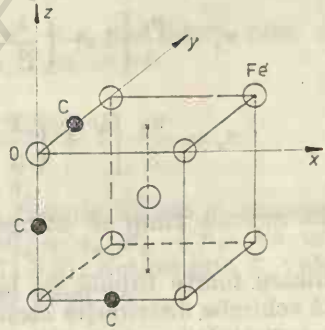


Fig. XVII.3. — Pozițiile atomilor de carbon în rețeaua cristalină a fierului α.

densitate, arată că atomul de carbon ocupă poziții interstițiale. Nu putem însă cunoaște locul real pe care acesta îl ocupă în rețea. Ne putem imagina *apriori* că atomul este localizat în pozițiile (1/2, 0, 0) deci în centrul unui octaedru sau în (1/2, 1/4, 0), respectiv în centrul unui tetraedru. Această ambiguitate nu are importanță în analiza trenajului magnetic, deoarece ambele aranjamente prezintă o axă de simetrie paralelă cu una din axele de coordonate. Dacă axa de simetrie este Or ($r = x, y, z$), vom spune că atomul de carbon ocupă poziția r.

Peste o anumită temperatură, poziția atomului de carbon nu mai este fixă. Ca urmare a agitației termice, se deplasează succesiv, și poate ocupa una din cele patru poziții vecine apropiate ($2y$ și $2z$) care, depinzînd de poziția inițială, se află la 1,4 Å sau 1Å.

Pentru a trece de pe o poziție pe alta vecină, atomul de carbon trebuie să depășească o barieră de potențial de înălțime ϵ_A și ca atare este necesar să posede o energie termică suficientă. Energia depinde de pozițiile relative ale atomilor de fier vecini și ca atare este dificil de a o defini cu precizie. Valorile ϵ_A pot să difere de la o poziție la alta, ca urmare a defectelor de rețea, sau de la un moment la altul, ca urmare a vibrațiilor termice ale cristalului.

Să notăm prin n_0 numărul de atomi de carbon (mic față de numărul total de atomi de fier) iar prin (α, β, γ) cosinușii directori ai magnetizării spontane. În ipoteza unei simetrii a rețelei, perfect cubică, pozițiile x, y, z vor fi riguros echivalente. Prezența unei magnetizări spontane introduce o asimetrie, diferențiind pozițiile x, y, z și ca urmare acestea vor avea energiile $\alpha^2\epsilon$, $\beta^2\epsilon$ și $\gamma^2\epsilon$.

La temperatura T, numărul de atomi de carbon x, y, z este

$$\begin{aligned} n_x &= n_0 \exp(-\epsilon\alpha^2/k_BT), \\ n_y &= n_0 \exp(-\epsilon\beta^2/k_BT), \quad \text{cu} \quad n_0 = n_x + n_y + n_z, \\ n_z &= n_0 \exp(-\epsilon\gamma^2/k_BT). \end{aligned} \tag{XVII.3.1}$$

Deoarece $\epsilon/k_BT \ll 1$ neglijînd termenii de ordin mai mare ca $\epsilon^2/k_B^2T^2$, prin dezvoltarea în serie a exponențialelor, avem:

$$\begin{aligned} n_x &= \frac{n_0}{3}\left[1 + \left(\frac{1}{3} - \alpha^2\right)\frac{\epsilon}{k_BT}\right], \\ n_y &= \frac{n_0}{3}\left[1 + \left(\frac{1}{3} - \beta^2\right)\frac{\epsilon}{k_BT}\right], \\ n_z &= \frac{n_0}{3}\left[1 + \left(\frac{1}{3} - \gamma^2\right)\frac{\epsilon}{k_BT}\right]. \end{aligned} \tag{XVII.3.2}$$

După un anumit timp se atinge distribuția de echilibru dată de (XVII.3.2).

O modificare foarte rapidă de la direcția (α, β, γ) la (α', β', γ') nu are timp să schimbe distribuția atomilor în rețea. Astfel, imediat după modificarea magnetizării, partea din energia (pe unitatea de volum) a sistemului, datorită prezenței atomilor de carbon este

$$\epsilon_d' = \epsilon(n_x\alpha'^2 + n_y\beta'^2 + n_z\gamma'^2) \tag{XVII.3.3}$$

Introducînd notația $\epsilon_0 = n_0\epsilon^2/k_BT$, partea din energie ce depinde de (α, β, γ) este

$$\epsilon_d = -\epsilon_0(\alpha^2\alpha'^2 + \beta^2\beta'^2 + \gamma^2\gamma'^2) \tag{XVII.3.4}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ca urmare a faptului că magnetizarea spontană stă un timp îndelungat după o anumită direcţie, în expresia energiei sistemului, apare un termen de anizotropie. Energia corespunzătoare a acestuia o vom denumi *energie de stabilizare*.

Viteza caracteristică pentru a obţine echilibrul, depinde de înălţimea barierei de potenţial ce separă două poziţii adiacente, stabile. Să notăm prin $n_{0x} + n_x$, $n_{0y} + n_y$, $n_{0z} + n_z$ numărul de atomi de carbon x, y, z în momentul t. Numărul de atomi de carbon dn_x, ce părăsesc poziţiile x, în intervalul de timp dt este

$$dn_x = -(n_{0y} + n_y)v_\alpha t, \qquad \text{(XVII.3.5)}$$

unde coeficientul v_α depinde în principal de înălţimea barierei de potenţial şi în secundar de α^2.

Presupunem că alura părţii crescătoare a barierei de potenţial nu depinde de porţiunea descrescătoare şi în acelaşi timp că nu sînt posibile treceri de tip $x \to x$. În acest caz

$$dn_x = [-(n_{0x} + n_x)v_\alpha + (1/2)(n_{0y} + n_y)\, v_\beta + (1/2)(n_{0z} + n_z)v_\gamma]dt. \qquad \text{(XVII.3.6)}$$

Din expresia (XVII.3.6) prin permutări circulare, se pot obţine relaţii similare pentru dn_y şi dn_z.

În starea de echilibru, prin definiţie, valorile n_x, n_y şi n_z, sînt nule ca dealtfel şi dn_x, dn_y şi dn_z. Ca atare introducînd parametrul v vom avea $v_\alpha = v/n_{0x}$, $v_\beta = v/n_{0y}$ şi $v_\gamma = v/n_{0z}$. În consecinţă

$$dn_x = \frac{v}{2}\left(\frac{n_y}{n_{0y}} + \frac{n_z}{n_{0z}} - 2\frac{n_x}{n_{0x}}\right)dt. \qquad \text{(XVII.3.7)}$$

Deoarece $\epsilon/k_BT \ll 1$ valorile n_{0x}, n_{0y} şi n_{0z} nu diferă prea mult de $n_0/3$. Ţinînd seama că $n_y + n_z = n_0 - n_x$ vom avea

$$dn_x = -(3/2)vn_x\, dt, \qquad \text{(XVII.3.8)}$$

cît şi relaţii similare pentru n_y şi n_z.

Energia de stabilizare este o funcţie liniară şi omogenă de n_{0x}, n_{0y}, n_{0z} sau mai general de $(n_{0x} + n_x, n_{0y} + n_y, n_{0z} + n_z)$. Ca urmare trebuie să satisfacă o relaţie de forma (XVII.3.8). Notînd prin ϵ_s valoarea energiei de stabilizare în momentul t, vom avea

$$d\epsilon_s = -(3/2)(\epsilon_s - \epsilon_d)\, v\, dt. \qquad \text{(XVII.3.9)}$$

Energia de stabilizare se apropie exponenţial de valoarea sa de echilibru, ϵ_d constanta de timp a acestui proces fiind $\tau_0 = 2/3v$.

Să presupunem că direcţia magnetizării spontane (α, β, γ) este dependentă de timp, şi să calculăm $\epsilon_s(t)$ în momentul t. Aceasta va fi o funcţie liniară şi omogenă de (α'^2, β'^2, γ'^2) unde (α', β', γ') corespund diferitelor poziţii virtuale instantanee ale magnetizării, în momentul t. Pentru $0 < \tau < t$ valoarea de echilibru $\epsilon_d(t)$ a energiei de stabilizare este o funcţie

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

de τ prin intermediul lui (α^2, β^2, γ^2). Astfel (XVII.3.9) se scrie

$$d\epsilon_s/d\tau + \epsilon_s/\tau_0 = \epsilon_d(\tau)/\tau_0. \qquad \text{(XVII.3.10)}$$

Vom admite că atomii de carbon, pentru $\tau = 0$, populează în mod egal pozițiile x, y, z. Prin integrare se obține

$$\epsilon_s(t) = \int_0^t \epsilon_d(\tau) \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_0}\right)\frac{d\tau}{\tau_0}. \qquad \text{(XVII.3.11)}$$

Vom putea ține seama de procesele de difuzie, imaginîndu-ne cristalul împărțit în domenii foarte mici, conținînd fiecare cîțiva atomi. În interiorul acestor domenii, barierele de potențial între diferitele poziții au o înălțime ϵ_A bine definită și independentă de timp. Vom nota prin $q(\epsilon_A)d\epsilon_A$ probabilitatea de a găsi un domeniu la care înălțimile barierelor de potențial se află între ϵ_A și $\epsilon_A + d\epsilon_A$. Difuzia tinde să conducă (dacă starea inițială nu este în echilibru) la o repartiție de echilibru, cu o constantă de timp caracteristică, τ_0,

$$\tau_0 = C \exp(\epsilon_A/k_B T) \qquad \text{(XVII.3.12)}$$

unde factorul C variază lent cu ϵ_A și temperatura T. Migrarea atomilor în cristal depinde atunci de probabilitatea $g(\tau_0)d\tau_0$ de a găsi o constantă de timp cuprinsă între τ_0 și $\tau_0 + d\tau_0$. Deoarece $q(\epsilon_A)$ nu este cunoscut, nu vom putea deduce expresia lui $g(\tau)$. Vom presupune că $g(\tau)$ este dată de relația (XVII.2.16), folosită în dezvoltarea modelului fenomenologic. Această aproximație presupune $q(\epsilon_A)$ constant între ϵ_{A1} și ϵ_{A2} și nul în afara acestui interval. Constantele de timp τ_0 se află într-un domeniu de valori τ_{01} și τ_{02}. Astfel vom avea o distribuție logaritmică, dată de

$$g(\tau_0) = 1/\tau_0(\ln \tau_{02} - \ln \tau_{01}). \qquad \text{(XVII.3.13)}$$

La alegerea acestui tip de distribuție stă faptul că agitația termică a atomilor de fier, singură, nu poate justifica spectrul larg de constante de timp ale procesului de difuzie.

În aceste condiții, energia de stabilizare $\epsilon_s(t)$, exprimată prin relația (XVII.3.11) este dată de suma energiilor de stabilizare a diferitelor domenii mici

$$\epsilon_s(t) = \int_0^t \epsilon_d(\tau)\, R'(t-\tau)\, d\tau, \qquad \text{(XVII.3.14)}$$

unde $R'(t)$ are o formă analogă cu (XVII.2.14), și anume

$$R'(t-\tau) = \int_0^t g(\tau_0) \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_0}\right) d\tau_0. \qquad \text{(XVII.3.15)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Mecanismul considerat evidențiază faptul că pozițiile x, y și z nu mai sînt echivalente din punct de vedere energetic în prezența magnetizării spontane. Fiecare poziție ocupată de un atom de impuritate este cuplată la rețeaua feromagnetică prin o energie de formă $\epsilon_c = \epsilon \cos^2\Phi$ unde Φ reprezintă unghiul între direcția de anizotropie a poziției și a celei de magnetizare spontană. Néel subliniază că această energie este de origine pur magneto-cristalină. Aceasta nu implică contribuția magnetostricțiunii și respectiv nu impune *apriori* o deformare a rețelei. O asemenea deformație, foarte localizată, totuși există. Dacă vom înlocui cristalul de fier prin o aranjare de atomi, de formă sferică, distanța între atomii de fier este mai mică ca raza atomică a carbonului și ca atare se presupune că apar deformări ale rețelei. Deformația produsă de atomii de carbon posedă însă aceeași direcție de anizotropie ca și o poziție respectivă și astfel nu afectează forma lui ϵ_s.

Să considerăm că la un moment dat substanța se află într-o stare diferită de cea stabilizată. Astfel, un număr de poziții preferate sînt neocupate, în timp ce un număr echivalent, defavorizate energetic, sînt ocupate. În loc să așteptăm un timp suficient de lung pentru ca difuzia să schimbe această repartiție, să modificăm în mod convenabil direcția magnetizării spontane pentru a scădea în mod instantaneu energia sistemului și în consecință a o stabiliza. Astfel pozițiile anterior defavorizate energetic, devin poziții preferate și reciproc. Pentru un sistem nestabilizat se poate găsi în general, o structură magnetică diferită de structura existentă care minimizează energia totală a substanței. Fiecare perete de domeniu este supus acțiunii unei presiuni din partea rețelei feromagnetice. Această presiune, denumită *presiune de trenaj*, tinde să deplaseze peretele pentru a obține structura magnetică cu energia minimă. Ca atare cele două aspecte, suprastructura de orientare și respectiv trenajul magnetic sînt complementare și inseparabile. Pentru a calcula presiunea de trenaj (ce depinde de timp), ca urmare a difuziei, este necesar să alegem arbitrar o anumită suprastructură de orientare. Néel consideră o repartiție izotropă a atomilor de carbon pentru $t = 0$.

Vom presupune că în cursul deplasării, peretele (paralel cu planul yoz) are aceeași structură și grosime. Poziția peretelui u este o funcție de timp. Direcția magnetizării spontane $M(x, y, z)$ va depinde numai de $(x - u)$. În momentul t, presiunea de trenaj depinde nu numai de poziția $u(t)$ a peretelui Bloch cît și de toate pozițiile $u(\tau)$ anterioare, care la rîndul lor au influențat distribuția atomilor de carbon. Această „istorie" magnetică a peretelui, se manifestă prin intermediul deplasării, $U(t)$,

$$U(t) = u(\tau) - u(t). \qquad \text{(XVII.3.16)}$$

Integrala din relația (XVII.3.14) este funcție numai de variabila U. Ca atare vom nota

$$F(U) = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_d(\tau)\, \mathrm{d}x. \qquad \text{(XVII.3.17)}$$

Energia totală asociată unei suprafețe unitare a peretelui este

$$\epsilon_{su}(t) = -\epsilon_0 \int_0^t F(U)\, R'(t - \tau)\, \mathrm{d}\tau, \qquad \text{(XVII.3.18)}$$

unde $R'(t-\tau)$ este dată de o relație similară cu (XVII.3.15).

Această energie este o funcție de deplasarea virtuală $u(t)$. Presiunea, p, la care este supus peretele se deduce din principiul lucrului virtual

$$p = -(\partial \in_{su} / \partial u(t)) = \partial \in_{su} / \partial U. \qquad \text{(XVII.3.19)}$$

Dacă notăm

$$f(U) = \partial F(U) / \partial U, \qquad \text{(XVII.3.20)}$$

vom avea

$$p = -\in_0 \int_0^t f(U)\, R'(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau. \qquad \text{(XVII.3.21)}$$

Natura peretelui Bloch definește funcția $f(U)$. Néel [16] a calculat forma lui $f(U)$ în cazul pereților de 180° și respectiv de 90° evidențiind că aceasta este o funcție impară de U. Pentru un perete de 90°, $-f_{90°}(U)$ este o funcție crescătoare și tinde spre o valoare unitate, dacă peretele se deplasează o distanță mai mare ca propria grosime. Pentru pereții de 180°, $-f_{180°}(U)$ crește pînă la o valoare apropiată de 2, care se obține pentru o deplasare de ordinul jumătății grosimii peretelui, este aproximativ constantă într-un interval restrîns și apoi tinde rapid spre zero, pentru deplasări ce au valori de ordinul grosimii peretelui. În figura XVII.4 reprezentăm funcțiile $-f_{90°}(U)$ și respectiv $-f_{180°}(U)$.

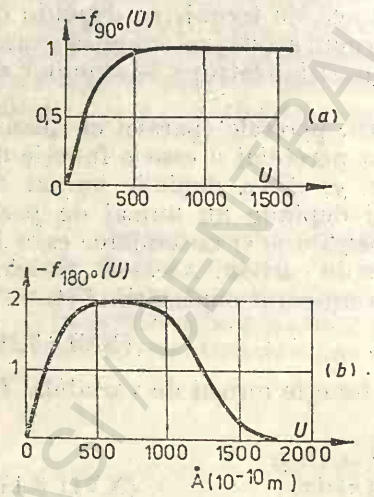


Fig. XVII.4. — Dependența de U a funcțiilor $-f_{90}(U)$ (a) și $-f_{180}(u)$ (b).

Relația (XVII.3.21) ne dă presiunea $p(u, t)$ ce acționează asupra unui perete Bloch, ca urmare a unei redistribuiri a atomilor de carbon în momentul t, cunoscînd pozițiile anterioare ale peretelui și admițînd că inițial atomii de carbon sînt distribuiți în mod egal în pozițiile x, y și z. Să considerăm un perete Bloch, la care vom aplica în momentul t, un cîmp extern $H(t)$. Acest perete se deplasează pînă cînd rezultanta presiunilor ce se exercită asupra lui este nulă. Vom avea

$$\mathbf{B}(t)(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) + p_R(u) + p(u, t) = 0 \qquad \text{(XVII.3.22)}$$

Am notat prin $\mathbf{M}_1$ și $\mathbf{M}_2$ magnetizările de cele două părți ale peretelui. Primul termen din (XVII.3.22), reprezintă presiunea cîmpului extern. Presiunea $p_R(u)$ se opune deplasării. Această presiune, readuce peretele spre anumite poziții ce sînt favorizate din punct de vedere energetic.

Ecuația (XVII.3.22) reprezintă ecuația fundamentală a trenajului prin difuzie. Sub această formă generală, nu poate fi însă folosită la analiza datelor experimentale [19]. Primii doi termeni variază de la un perete la

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

altul și nu sînt accesibili decît într-o analiză statistică. Problema poate fi simplificată, imaginîndu-ne că pentru moment, substanța nu are decît două domenii elementare, separate printr-un perete de suprafață constantă. În acest caz deplasarea u a acestui perete, proporțională cu magnetizarea, este accesibilă determinărilor.

În cele ce urmează ne propunem să urmărim *modul în care modelul teoretic descrie datele experimentale.*

Néel [16] rezolvă ecuația integrală (XVII.3.22) prin aproximații succesive. Pentru început se presupune că presiunea de trenaj este neglijabilă și ca atare se determină deplasarea u a peretelui, deplasare care satisface relația (XVII.3.23)

$$\mathbf{H}(\mu\mathbf{M}_1 - \mu\mathbf{M}_2) + p_R(u_0) = 0 \qquad \text{(XVII.3.23)}$$

După calculul presiunii de trenaj $p(u_0, t)$ aceasta este introdusă în relația (XVII.3.22) fapt ce permite obținerea aproximației de ordinul unu, u a deplasării peretelui. Repetînd această operație, se poate obține o a doua aproximație etc. Aproximația nu e rapid convergentă deoarece $p(u, t)$ nu este mic comparativ cu ceilalți doi termeni. Pentru a avea $p(u, t)$ mic trebuie să se considere numai soluții solide diluate ($n_0 \simeq 10^{-7}N$). Precizia experimentală, la aceste concentrații, este însă foarte mică. Astfel problema poate fi soluționată numai în cazuri particulare:

a) *Studiul dezacomodării inducției (permeabilității)*

Vom demagnetiza proba în cîmp alternativ descrescător. Să admitem pentru moment că atomii de carbon sînt distribuiți în mod izotrop. Menținînd proba în repaus, după un timp, se stabilește un început de suprastructură de orientare, corespunzător direcțiilor magnetizării spontane în domeniile elementare. În momentul t vom aplica cîmpul extern H și să măsurăm imediat inducția corespunzătoare $B_i(H, t)$. În aceste condiții $u(\tau) = 0$, deoarece peretele rămîne imobil pînă în momentul t. În acord cu (XVII.3.16) $U(t) = -u(t)$ și din relația (XVII.3.18) se obține $f(-u)$. Vom avea

$$p = \epsilon_0 f(u)\, G(t), \qquad \text{(XVII.3.24)}$$

unde $G(t) = \int_0^t R'(t - \tau)\, d\tau$.

Pe această cale se separă variabilele u și t. Deplasarea peretelui este descrisă de soluția ecuației

$$\mathbf{H}(\mu\mathbf{M}_1 - \mu\mathbf{M}_2) + p_R(u) + \epsilon_0 f(u)\, G(t) = 0 \qquad \text{(XVII.3.25)}$$

Pentru un cîmp extern dat, deplasarea observată u, descrește după un timp t suficient de lung de la valoarea u_0 (soluție a ecuației XVII.3.23), la valoarea u_∞ cînd $G(t) = 1$. Ca atare, valoarea inducției măsurate descrește între două limite $B_i(H, 0)$ și $B_i(H, \infty)$. Acest fenomen este cunoscut sub denumirea de *dezacomodarea permeabilității sau a inducției.*

b). *Studiul comportării în cîmp alternativ de amplitudine mare*

Să demagnetizăm proba în momentul $t = 0$ și să lăsăm proba în repaus pînă în momentul t_1 cînd îi vom aplica un cîmp alternativ sinusoidal. Pentru un perete de 90°, $f_{90°}(u)$ nu depinde practic decît de semnul lui u, ($f_{90}(u) = \pm 1$). O modificare a amplitudinii deplasării nu modifică atunci presiunea de trenaj și în acest caz particular $p(u_0, t)$ descrie în același timp toate aproximațiile succesive $p_1(u_1, t) \ldots p_n(u_n, t)$.

Prezicerile modelului expus mai sus sînt în general verificate de către datele experimentale [19]. În figura XVII.5(a) și (b) redăm dependența de timp a lui B_i. Dacă cea mai mare parte a trenajului se observă în primele 10 minute, nu se poate conchide că variația permeabilității (inducției) este exponențială. O modificare în timp poate fi observată și după 2 ore sau chiar după 24 ore. Acest fapt apare clar în figura XVII.5(b). Analiza simplă a acestor date sugerează *apriori* că această comportare nu poate fi descrisă de o lege exponențială, ce implică o singură constantă de timp.

În figura XVII.6 redăm dependența valorilor B_i de H, pentru diferite valori ale timpului t. Să considerăm spre exemplu două din aceste

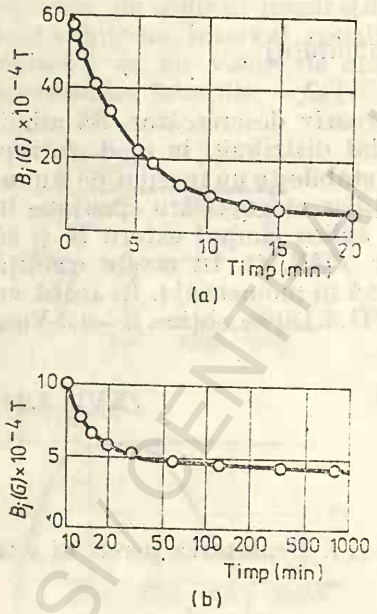


Fig. XVII.5. — Dezacomodarea inducției la α-Fe la 245,7K, pentru timpi mici (a) și respectiv pentru timpi mari (b), $H = 32$mOe ($\times 79{,}6 \cdot 10^{-3}$A/m) și $n_0 = 4{,}6 \cdot 10^{-3}$%.

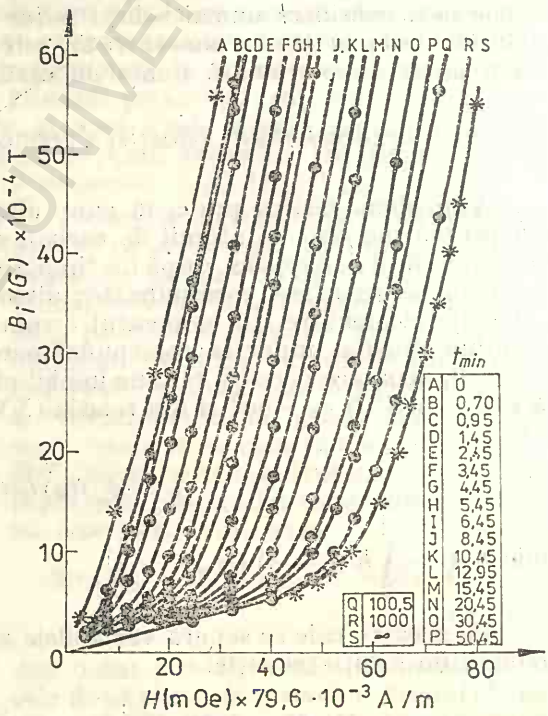


Fig. XVII.6. — Curbe de magnetizare $B_i(H,t)$ la α-Fe, $T = 245{,}7$ K, $n_0 = 4{,}6 \cdot 10^{-3}$%.

curbe ce corespund la $t = 0{,}70$ min și $t = 1000$ min. Pentru aceleași valori B_i, o curbă poate fi dedusă din alta printr-o translație cu $h(t)$, valoare

ce corespunde cu cîmpul de trenaj dependent de $f(u)$ (pentru un perete izolat) printr-o relație de forma

$$h(t) = \frac{\epsilon_0}{\mu M_s} f(u)\, G(t), \qquad \text{(XVII.3.26)}$$

obținută din (XVII.3.25).

Cîmpul de trenaj, proporțional cu B_i, pentru valori mici ale inducției, are un maxim pentru $B = 50$ G ($\times 10^{-4}$T) (fig. XVII 7a) și descrește spre o valoare aproape constantă pentru valori mari ale inducției (0,2 — 0,6)T (fig. XVII.7 b). Forma curbelor arată că probele conțin atît pereți de domenii de 90° cît și de 180°. Prezența maximului — conform figurii XVII.4 — este tipică pentru pereți de 180° în timp ce pereții de 90° contribuie la valoarea limită diferită de zero.

Din valorile maxime ale cîmpului de trenaj și cantitatea de impurități n_0 s-a dedus [4] energia $\epsilon = 0{,}71 \cdot 10^{-15}$ erg ($\times 10^{-7}$ Joule).

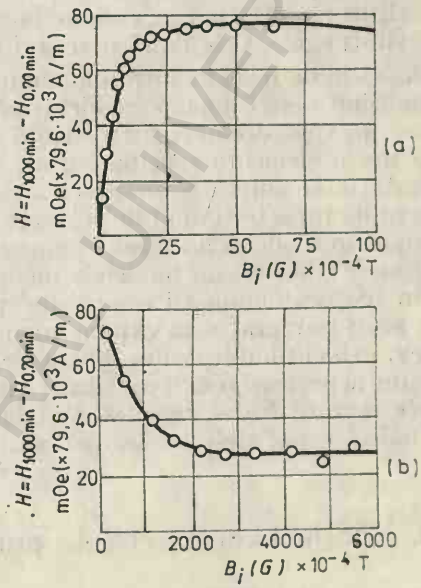


Fig. XVII.7. — Dependența de B_i a cîmpului de trenaj la α-Fe pentru $T = 239{,}5$ K și $n_0 = 7{,}5 \cdot 10^{-3}$%, la valori mici ale inducției (a) și respectiv mijlocii (b).

Aceasta este apropiată de $0{,}79 \cdot 10^{-15}$erg ($\times 10^{-7}$ Joule) obținută din măsurători directe ale anizotropiei ca rezultat al ordonării direcționale. Pare deci să existe o concordanță bună între trenajul magnetic pe de o parte și ordonarea direcțională și suprareţelele de orientare.

Experimentele lui Brissonneau [4,32] s-au făcut asupra unei probe ce conține un amestec complex de pereți de 90° și 180°, cu diferite orientări. Acestea nu evidențiază clar dacă presiunea de trenaj tinde la zero pentru deplasări mari ale pereților de 180°. Rathenau și colab. [20] au analizat un monocristal de Fe-Si (3% Si) ce conține numai pereți de 180°. După atingerea unui maxim ascuțit presiunea de trenaj descrește la zero, la valori ale inducției situate între 0,005—0,02) T.

XVII.4. Trenajul magnetic prin fluctuații

Primele studii asupra trenajului magnetic făcute de Jordan [21] și Preisach [22] au sugerat că acest efect se datorește fluctuațiilor termice. Ipoteza de mai sus a fost dezvoltată în mod independent de Néel [23] și de Street și Wooley [24]. Fluctuațiile termice pot „ajuta" ca pereții de domeniu în mișcarea lor să depășească anumite „obstacole". Printre mecanismele avute în vedere menționăm acțiunea cîmpului magnetic intern, produs prin modificări ale direcțiilor magnetizării spontane locale, ca urmare a agitației termice [23]. Astfel, pe măsură ce temperatura crește magnetizările spontane ce corespund diferitelor poziții ale aceluiași domeniu elementar, nu mai sînt paralele. În consecință va apare un *cîmp magnetic intern* sau *de fluctuații* care variază, în mod neregulat cu timpul, cîmp ce se adaugă sau se scade din valorile cîmpului extern. În unele situații acesta permite „trecerea" peretelui prin obstacole întîlnite pe parcursul mișcării sale. Un alt mecanism [24] presupune un proces în care există o distribuție a energiilor de activare respectiv a constantelor de timp. În acest model variația momentului magnetic se datorește unor deplasări în salturi ale pereților ce conduc la creșteri ale momentului magnetic prin cantități egale. Cele două descrieri conduc la concluzii similare.

Modelele de mai sus introduc anumite presupuneri arbitrare. Brown [25] analizînd aceste modele evidențiază că teoria Street-Wooley (S-W) este oarecum vagă deoarece nu e bazată pe o descriere fizică clară. Totuși înlătură unele elemente speculative ale modelului lui Néel și ale teoriei formale. Astfel se admite că mărimea a cărei distribuție este de importanță fundamentală nu este timpul de relaxare (ca în modelul formal) nici cîmpul critic ca în modelul lui Néel, ci energia de activare. Brown [25] arată că rezultatele obținute în modelele menționate mai sus [24, 25] se regăsesc și în ipoteza eliminării unora din presupunerile arbitrare folosite.

În acest paragraf vom expune modelele dezvoltate de Néel și Street și Wooley, evidențiind legătura dintre ele. Vom analiza și alte mecanisme, care conduc la aceleași relații cantitative ca modelele de mai sus. Prezentăm apoi date reprezentative reliefînd totodată modul în care modelele teoretice analizate pot descrie comportarea observată experimental.

XVII.4.1. Modelul Néel al trenajului prin fluctuații

În paragraful XIV.4 am evidențiat că deplasarea peretelui implică prezența unui cîmp magnetic h, avînd o valoare cel puțin egală cu cea a unui cîmp critic H_c, specific „obstacolului" considerat. Odată cu creșterea temperaturii, magnetizarea la saturație descrește, ca urmare a energiei termice. Aceasta face ca direcția magnetizării spontane în interiorul domeniului elementar, să nu rămînă riguros aceeași, în fiecare moment. Ca atare rezultă un cîmp magnetic intern, care fluctuează cu frecvențe ridicate în jurul unei valori medii nule (fig. XVII.8). Astfel fluctuațiile termice ajută ca peretele să treacă peste obstacol chiar și atunci cînd h este ceva mai mic ca H_c.

Pentru a analiza problema trenajului prin fluctuații, Néel studiază comportarea unui feromagnet în domeniul Rayleigh. În acest caz se poate arăta că pentru cîmpuri mici comparativ cu H_c și un număr mare de

pereți de domenii, sistemul se comportă din punct de vedere al magnetizării, ca și cum avem un ansamblu E de „particule" feromagnetice și independente, caracterizate prin două cîmpuri critice a și b ce corespund valorilor crescătoare și respectiv descrescătoare ale cîmpului extern.

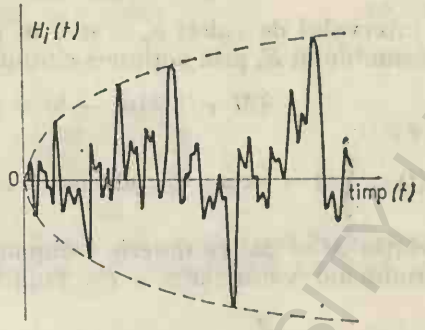


Fig. XVII.8. — Variația în timp a cîmpului de trenaj a fluctuațiilor termice.

Să analizăm ansamblul de particule E_b, caracterizate printr-un cîmp critic inferior cuprins între b și $b + \delta b$. Valorile posibile ale lui a sînt situate între b și $+\infty$. Să magnetizăm inițial, în sens negativ, particulele și să acționăm asupra acestora cu un cîmp h constant și mai mare ca b. În absența fluctuațiilor, variația δM a magnetizării ansamblului E_b provine de la particulele pentru care $a < h$. Ca atare avem

$$\delta M = (h - b)\, \delta b. \qquad \text{(XVII.4.1)}$$

Fluctuațiile termice permit ca momentul magnetic al unor particule, la care $a > h$, să se inverseze, orientîndu-ne în sens pozitiv, dacă poziția ce o vor ocupa este termodinamic mai stabilă ca poziția inițială. Pentru aceasta e necesar ca $(a + b)/2 < h$, deci

$$a < 2h - b. \qquad \text{(XVII.4.2)}$$

Vom introduce constanta de timp τ, ce caracterizează probabilitatea dt/τ, ca un perete să depășească un obstacol sau să se oprească în fața lui în intervalul de timp cuprins între t și $t + dt$. Presupunem că pentru durate accesibile ale experiențelor, valoarea lui τ este foarte mică pentru $a = h$ și respectiv foarte mare pentru $a = 2h - b$. În același timp este necesar ca h să nu fie prea apropiat de b.

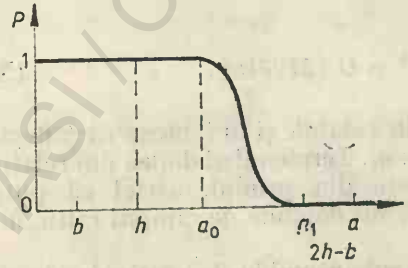


Fig. XVII.9. — Fracția de particule p cu magnetizarea inversată, în momentul t, în funcție de cîmpul critic superior a.

Pentru o valoare dată, τ, a timpului de relaxare, proporția de particule la care magnetizarea este reversată în timpul t este dată de $(1 - \exp(-t/\tau))$. Aceasta este funcție de parametrul a (fig. XVII.9). Valorile a_0

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

și a_1 corespund la constante de timp mult mai mici și respectiv mult mai mari ca t. Astfel

$$p = 1 \text{ pentru } a < a_0,$$

$$p = 0 \text{ pentru } a > a_1.$$

În intervalul de valori $a_0 < a < a_1$ modificarea magnetizării particulelor ansamblului E_b prin acțiunea cîmpului h, în momentul t, are forma

$$\delta M = \beta\delta b(a_0 - b) + \beta\delta b R''(t), \qquad \text{(XVII.4.3)}$$

unde $R''(t) = \int_{a_0}^{a_1} (1 - \exp(-t/\tau))da$ iar β este constanta de proporționalitate în relația $M = \beta h^2$ ce descrie componenta ireversibilă.

Introducînd variabila $x = t/\tau$ vom avea

$$R''(t) = S\int_{a_0}^{x_0} (1 - \exp(-x))(1/x)\, dx = S(C + \ln x_0), \qquad \text{(XVII.4.4)}$$

unde $C = 0{,}577$ este constanta lui Euler iar

$$x_0 = t \exp\,(Q + (h - a_0)/S). \qquad \text{(XVII.4.5)}$$

Relația (XVII.4.3) se poate scrie

$$\delta M = \beta\delta b[h - b + S(Q + C + \ln T)] \qquad \text{(XVII.4.6)}$$

Efectul fluctuațiilor termice este deci echivalent cu efectul pe care îl produce un cîmp magnetic efectiv $h_{ef} = S(Q + C + \ln t)$ ce se adaugă cîmpului extern h.

Vom nota $G(t, H) = S(Q + C + \ln t)$. Cîmpul suplimentar $G(t, H)$ este o funcție de timpul t și de temperatura T. Acesta poate fi exprimat și cu ajutorul unei funcții $F(\tau, T)$ definită prin $H_c - h = F(\tau, T)$. Néel [23] evidențiază că dezvoltînd $F(\tau, T)$ în vecinătatea unor valori arbitrare t și τ, se obține

$$H_c - h = S(Q + \ln\tau), \qquad \text{(XVII.4.7)}$$

unde

$$S = (\partial F/\partial \ln\tau)_{\tau=t};\; Q = (F/S - \ln\,\tau)_{\tau=t}. \qquad \text{(XVII.4.8)}$$

Ca atare

$$G(t, T) = F + C\,(\partial F/\partial \ln t). \qquad \text{(XVII.4.9)}$$

Rezultatele de mai sus rămîn valabile și în ipoteza că β depinde ușor de a și b în intervalul de valori $a_0 \div a_1$. Termenul al doilea din relația (XVII.4.9) reprezintă doar cîteva procente din primul, astfel că putem scrie $G(t, T) \simeq F(\tau, T)$. Funcția $G(t, T)$ nu depinde de cîmpul critic inferior, b, ce caracterizează subansamblul.

Similar se poate analiza un subansamblu de particule ale căror cîmpuri critice sînt cuprinse între a și δa, magnetizate inițial în sens pozitiv. În această situație se poate arăta că particulele al căror moment se orientează în direcția negativă sînt caracterizate prin $b > h - G(t, T)$.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să analizăm situaţia în care *cîmpul magnetic extern depinde de timp*. Particulele subansamblului E_b sînt iniţial magnetizate în sens negativ. Probabilitatea p de a găsi o particulă cu magnetizarea dirijată în sens pozitiv, pentru o valoare t dată, satisface ecuaţia diferenţială [23]

$$\mathrm{d}p = [(1 - p)/\tau]\mathrm{d}t, \qquad \text{(XVII.4.10)}$$

respectiv

$$p = 1 - \exp\left[-\int_0^t \frac{\mathrm{d}t}{\tau}\right]. \qquad \text{(XVII.4.11)}$$

Modificarea δM a magnetizării şi în acest caz poate fi exprimată prin o relaţie de forma (XVII.4.4), funcţia R'', avînd însă expresia

$$R_1'' = \int_{a_0}^{a_1} \left\{1 - \exp\left[-\int_0^t \frac{\mathrm{d}t}{\tau}\right]\right\} \mathrm{d}a. \qquad \text{(XVII.4.12)}$$

În cele ce urmează vom nota $x = \int_0^t (1/\tau)\mathrm{d}t$. Néel [23] arată că în momentul t (constant)

$$\mathrm{d}a = S(1/\tau)\mathrm{d}\tau = -S\tau\mathrm{d}(1/\tau) \qquad \text{(XVII.4.13)}$$

şi de aici

$$\mathrm{d}x = -(x/S)\ \mathrm{d}a, \qquad \text{(XVII.4.14)}$$

respectiv

$$R_1'' = S\int_0^{x_0} [1 - \exp(-x)]\,\frac{\mathrm{d}x}{x} = S(C + \ln x_0), \qquad \text{(XVII.4.15)}$$

unde

$$x_0 = \exp(Q - a_0/S)\int_0^t \exp(h/S)\mathrm{d}t. \qquad \text{(XVII.4.16)}$$

Modificarea magnetizării subansamblului E_b se scrie

$$\delta M = \beta\delta b(h_{ef} - b) \qquad \text{(XVII.4.17)}$$

unde

$$h_{ef} = S\left[Q + C + \ln\int_0^t \exp(h/S)\mathrm{d}t\right]. \qquad \text{(XVII.4.18)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Comportarea magnetică poate fi descrisă admiţînd că asupra subansamblului E_b acţionează cîmpul h_{ef} care ia în considerare fluctuaţiile termice.

Néel [23] analizează proprietăţile ansamblului şi în cazul cînd asupra acestuia acţionează un *cîmp magnetic alternativ de intensitate mică*, $h = h_0 \sin\omega t$ cu ($h_0 \ll S$). Fiind dată o granulă a căror cîmpuri critice sînt a şi b, vom presupune că probabilitatea de a găsi magnetizarea dirijată în sens pozitiv este $x_a + x$ şi respectiv $x_b - x$ în sens negativ, unde x_a şi x_b sînt două constante astfel încît $x_a + x_b = 1$ iar x este o funcţie sinusoidală de timp. După anumite calcule Néel obţine

$$x = \frac{2\exp(2Q - 2u/S)}{\omega^2 + 4\exp(2Q - 2u/S)\,\mathrm{ch}^2(z/S)} \cdot \frac{h_0 \sin\omega t}{S} - \frac{\exp(Q - u/S)}{\omega^2 + 4\exp(2Q - 2u/S)\,\mathrm{ch}^2(z/S)} \cdot \frac{\omega h_0 \cos\omega t}{S\,\mathrm{ch}(z/S)}, \qquad \text{(XVII.4.19)}$$

unde $a = z + u$ iar $b = z - u$.

Momentul magnetic la saturaţie al grăunţilor aflaţi în elementul de volum $\mathrm{d}a\mathrm{d}b$ este $\mathrm{d}M = (\beta/2)\mathrm{d}a\mathrm{d}b$. Deoarece $\mathrm{d}a\mathrm{d}b = 2\mathrm{d}u\mathrm{d}z$ vom avea

$$\mathrm{d}M = 2\beta x \mathrm{d}u\mathrm{d}z. \qquad \text{(XVII.4.20)}$$

Un calcul simplu [23] evidenţiază că puterea disipată pe ciclu în ansamblu E_b este dată de

$$W = \pi^2 \beta S h_0^2 \qquad \text{(XVII.4.21)}$$

Aceste *pierderi sînt indpendente de frecvenţă*. Unghiul de pierderi, corespunzător relaţiei (XVII.4.21) evidenţiază un defazaj între **B** şi **H** datorită trenajului prin fluctuaţii. Acest defazaj poate fi exprimat prin

$$\mathrm{tg}\ \varepsilon = \pi\beta S_V/\alpha, \qquad \text{(XVII.4.22)}$$

unde α reprezintă coeficientul lui H din relaţia (XIV.3.1). Unghiul ε este în general foarte mic. Într-o primă aproximaţie unghiul de pierderi nu depinde de frecvenţă şi de intensitatea cîmpului magnetic. Acesta corespunde *pierderilor* denumite *reziduale*, obţinute după determinarea pierderilor prin histereză şi curenţi turbionari. Aceste pierderi au fost puse în evidenţă, pentru prima dată de Jordan [21].

XVII 4.2. Modelul Street-Wooley

Street şi Wooley [24,26] au analizat trenajul magnetic folosind conceptul de energie de activare. Într-un anumit stadiu al magnetizării probei, unele domenii au magnetizările orientate în direcţii metastabile. O creştere mică a energiei domeniului, conduce la o uşoară modificare în orientarea magnetizării. O variaţie mai mare a energiei iniţiază o tranziţie la o

stare de echilibru stabil, tranziție ce implică o modificare discontinuă a orientării magnetizării.

Să notăm prin $f(\epsilon)d\epsilon$ funcția de distribuție a energiei domeniilor N caracterizate prin energiile de activare aflate între ϵ și $\epsilon + d\epsilon$. Menținînd proba la temperatura T, dependența de timp a numărului de domenii N este descrisă prin relația

$$dN/dt = -Cf(\epsilon)\, d\epsilon \exp(-\epsilon/k_B T). \qquad \text{(XVII.4.23)}$$

Ecuația (XVII.4.23) este satisfăcută de funcția $f = f(0)\exp(-\lambda t)$, unde $\lambda = C\exp(-\epsilon/k_B T)$, $f(0)$ reprezintă valoarea funcției f pentru $t = 0$ iar C este o constantă.

Dacă fiecare proces de activare contribuie printr-o valoare medie m_i, la partea rezolvată a magnetizării după direcția cîmpului extern, activarea a dN domenii conduce la o creștere medie a intensității magnetizării probei prin

$$m_i C_e f(0) \exp(-\lambda t) \exp(-\epsilon/k_B T)\, d\epsilon\, dt. \qquad \text{(XVII.4.24)}$$

Luînd în considerare întregul spectru al energiilor de activare, avem

$$\frac{dM}{dt} = m_i C_e \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} f(0) \exp(-\lambda t) \exp(-\epsilon/k_B T)\, d\epsilon. \qquad \text{(XVII.4.25)}$$

Magnetizarea M poate fi determinată dacă se cunosc atît limitele de integrare cît și forma funcției $f(0)$. Vom considera, în cele ce urmează, trei cazuri:

a) Funcția $f(0) = p$, deci este independentă de ϵ. Atunci

$$\frac{dM}{dt} = m_i p C_e \int_0^{\infty} \exp(-\lambda t) \exp(-\epsilon/k_B T)\, d\epsilon, \qquad \text{(XVII.4.26)}$$

unde, într-o primă aproximație, limitele de integrare (energiile de activare) sînt cuprinse între 0 și ∞.

Ținînd seama de expresia lui λ scriem

$$d\lambda = (C_e/k_B T) \exp(-\epsilon/k_B T) d\epsilon. \qquad \text{(XVII.4.27)}$$

Introducînd această relație în (XVII.4.26) avem

$$dM/dt = m_i p k_B T C_e\, [(1/t) \exp(-\lambda t)]_{\lambda=C}^{\lambda=0}, \qquad \text{(XVII.4.28)}$$

respectiv

$$\frac{dM}{dt} = \frac{m_i p k_B T C_e}{t} [1 - \exp(-Ct)]. \qquad \text{(XVII.4.29)}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ecuaţia (XVII.4.29) conduce la următoarele valori extreme:

$$\Delta M = m_i p k_B T C_e (Ct) + \text{const.}, \text{ pentru } Ct \ll 1, \qquad \text{(XVII.4.30)}$$

$$\Delta M = m_i p k_B T C_e \ln t + \text{const.}, \text{ pentru } Ct \gg 1. \qquad \text{(XVII.4.31)}$$

Am notat prin ΔM contribuţiile proceselor activate termic la intensitatea totală de magnetizare, în momentul t după acţiunea cîmpului extern.

b) Datele experimentale arată că relaţia (XVII.4.31) redă comportarea observată. Totuşi această relaţie evidenţiază că ΔM ar putea creşte la infinit. Acest rezultat este nefizic şi apare ca o consecinţă a supoziţiei că $f(0) = p$, pentru valori $0 \leqslant \epsilon < \infty$. Plecînd de la unele considerente fizice se evidenţiază că o mai bună aproximaţie pentru funcţia de distribuţie este:

$$\begin{aligned} f(0) &= p, \text{ pentru } 0 < \epsilon < \epsilon_0, \\ f(0) &= 0, \text{ pentru } \epsilon > \epsilon_0, \end{aligned} \qquad \text{(XVII.4.32)}$$

unde prin ϵ_0 am notat limita superioară a energiei de activare.

Admiţînd forma (XVII.4.32) pentru funcţia de distribuţie, relaţia (XVII.4.28) se scrie

$$\frac{dM}{dt} = m_i p k_B T C_e \left[\frac{1}{t} \exp(-\lambda t)\right]_{\lambda=C}^{\lambda=\lambda_0} = \frac{m_i p k_B T C_e}{t} [\exp(-\lambda_0 t) - \exp(-Ct)], \qquad \text{(XVII.4.33)}$$

unde $\lambda_0 = C \exp(-\epsilon_0/k_B T)$.

Rezultatele experimentale evidenţiază valabilitatea unei relaţii de forma (XVII.4.31) şi ca atare pentru orice formă modificată ca de exemplu cea din (XVII.4.33), limita superioară de integrare trebuie să fie de forma. $\lambda \to 0$. Această condiţie este realizată pentru $\epsilon_0 \ll k_B T$. Astfel relaţia (XVII.4.33)

$$\Delta M = m_i p k_B T C_e \int_{t_c}^{t} (1/t) \exp(-\lambda_0 t)\, dt + \Delta M_c, \qquad \text{(XVII.4.34)}$$

unde prin ΔM_c am notat valoarea lui ΔM în momentul t_c, după modificarea cîmpului extern, deci atunci cînd termenul $\exp(-Ct)$ este neglijabil comparativ cu $\exp(-\lambda_0 t)$. Deoarece am presupus că $\epsilon_0 \gg k_B T$ este îndeplinită condiţia $t_c \ll 1$.

Dezvoltînd $t^{-1}\exp(-\lambda_0 t) = t^{-1} - \lambda_0 + \lambda_0^2 t + \ldots \simeq t^{-1} - \lambda_0$, (pentru $t \ll \lambda_0^{-1}$), obţinem

$$\Delta M = m_i p k_B T C_e (\ln t - \lambda_0 t + \text{const.}). \qquad \text{(XVII.4.35)}$$

Termenul $\lambda_0 t$ dă o contribuţie semnificativă, în special pentru valori mari ale lui t şi ca atare poate fi omis. Relaţia de mai sus conduce, pentru $t = \infty$, la o valoare ΔM_∞ finită.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

c) Dacă toate domeniile ce pot fi activate ca urmare a unei creşteri rapide a cîmpului extern, sînt similare şi caracterizate prin energii identice de activare ϵ_A, vom avea

$$dM/dt = m_i N_0 \lambda_s \exp(-\lambda_s t), \qquad \text{(XVII.4.36)}$$

unde $\lambda_s = C \exp(-\epsilon_A/k_B T)$, iar

$$\Delta M = -m_i N_0 [\exp(-\lambda_s t) + \text{const.}]. \qquad \text{(XVII.4.37)}$$

Relaţia (XVII.4.37) este similară cu cea obţinută de Snoek [27].

XVII.4.3. Alte modele ce descriu trenajul prin fluctuaţii

Modelele prezentate mai sus evidenţiază faptul că trenajul magnetic prin fluctuaţii se datoreşte în principal influenţei energiei termice asupra proceselor în care sînt implicate domeniile magnetice. Aceste procese pot fi analizate [24, 26] în corelaţie cu energia necesară a activa deplasări ireversibile ale pereţilor de domenii. Intensitatea de magnetizare poate fi scrisă în forma:

$$\Delta M(t) = S \ln t + \text{const.}, \qquad \text{(XVII.4.38)}$$

unde S este o constantă a cărei valoare depinde de materialul studiat, de punctul considerat pe curba de magnetizare, temperatură şi factorul de demagnetizare. Aşa cum s-a arătat, Néel [23, 28] a presupus *a priori* că efectul agitaţiei termice poate fi reprezentat printr-un cîmp efectiv $h_{ef}(t)$ ce depinde liniar de $\ln t$. Modificarea intensităţii de magnetizare poate fi exprimată prin

$$\Delta M(t) = \chi_{ir} h_{ef}(t) + \text{const.}, \qquad \text{(XVII.4.39)}$$

unde χ_{ir} este susceptivitatea ireversibilă corespunzătoare punctului considerat pe ciclu de histereză. Legătura formală între cele două modele analizate este exprimată prin [29]

$$S/\chi_{ir} = k_B T/q_e, \qquad \text{(XVII.4.40)}$$

unde T este temperatura absolută a probei iar $q_e = d\epsilon_A/dH$. Am notat prin ϵ_A energia de activare pentru un salt peste bariera de potenţial şi H cîmpul magnetic extern. În general q_e nu este constant şi variază cu cîmpul H şi temperatura T.

Brown [25] arată că presupunerile arbitrare folosite în cele două modele nu influenţează concluziile finale. Pentru aceasta consideră ca model, un „bloc" de volum v [30] a cărui magnetizare poate fi orientată în una din cele două direcţii (paralelă sau antiparalelă la cîmp) şi care se modifică ireversibil de la o direcţie la alta iar pe de altă parte magnetizarea este independentă de intensitatea cîmpului. Se neglijează cîmpurile

de demagnetizare și H se consideră a fi o variabilă magnetică independentă. Cu toate aceste ipoteze simplificatoare modelul poate descrie în mod rezonabil structura de domenii. Probabilitățile de salt sînt oarecum similare cu cele admise de Néel. Se presupune că $a = -b$, simetrie ce nu este cerută de modelul lui Néel, fapt însă ce permite energiilor de activare să conțină un termen în H^2. O altă deosebire față de modelul Néel constă în presupunerea unei distribuții aleatoare a parametrilor. Dacă observațiile se întind în intervalul de timp (t_1, t_2) și sînt realizate la frecvența ω, energiile limită ϵ_1 și ϵ_2 îndeplinesc condițiile $p_{01} = 2C \exp(-v\epsilon_1/k_BT) \gg \omega$ (sau t_1^{-1}), și respectiv $p_{02} = C \exp(-v\epsilon_2/k_BT) \ll \omega$(sau t_2^{-1}). Aceste condiții sînt satisfăcute pentru un interval de valori $\epsilon_2/\epsilon_1 = 2{,}2$. Astfel supoziția privind uniformitatea energiilor în această zonă de valori este destul de realistă.

Brown obține următoarea expresie pentru magnetizare:

$$M = \text{const.} + NM_sk_BTC_e \ln t. \qquad \text{(XVII.4.41)}$$

Relația de mai sus este echivalentă cu cea obținută de Néel dacă

$$S = \chi_{ir}S_V = NM_s\lambda C_ek_BT. \qquad \text{(XVII.4.42)}$$

Deoarece M_s și probabil λ variază ușor cu temperatura, cu excepția regiunii apropiate de punctul Curie, se așteaptă ca S să depindă aproape liniar de T.

Conceptele folosite în elaborarea unui model pentru trenajul prin fluctuație sînt departe de a fi riguroase și ca atare justificabile într-un model microscopic. Acest fapt se datorește naturii extrem de complexe a stărilor metastabile, întîlnite pe curba de histereză a materialului real. Printre aceste concepte menționăm independența statistică a discontinuităților la magnetizare (de tip Barkhausen) cît și descrierea timpilor medii de viață sub acțiunea fluctuațiilor termodinamice, folosind o ecuație de tip Arrhenius. Brown [25] într-o analiză, departe de a fi completă evidențiază că dependența de timp a magnetizării obținută în modelul Néel și S—W nu este influențată de presupunerile (discutabile) avute în vedere. Cerința esențială pentru un model capabil să prezică corect datele experimentale este ca *energiile de activare ale salturilor pereților*, în afară de un termen dependent de cîmp, trebuie să ia în considerare contribuția corespunzătoare unei distribuții statistice, aproximativ uniforme, într-un interval de valori restrîns, însă eficiente în trenajul magnetic.

Stacey [31] a propus o relație ce dă probabilitatea de salt a „domeniilor" sau „pereților de domenii" de forma

$\nu_{ij} = (\pi^2/6\sqrt{3})(k_BT/h) \exp[-v(\epsilon_n - \epsilon_1)/k_BT]$. Raționamentul acestuia pare să implice două presupuneri distincte. Astfel se admite că spectrul cîmpului aleator este tăiat la aproximativ k_BT/h și că sistemul răspunde instantaneu la acțiunea cîmpului extern. Aceste presupuneri sînt însă acceptabile.

Să exemplificăm modul în care relațiile stabilite descriu comportarea observată experimental [24]. În figura XVII.10 redăm dependența de timp a magnetizării unei bare de alnico. Valoarea cîmpului extern coincide cu cea a cîmpului coercitiv. Datele au fost obținute la temperatura

camerei. Prin linie plină s-a trasat relaţia (XVII.4.38). Concordanţa cu previziunile teoretice este bună. Valorile inducţiei magnetice obţinute în intervalul de temperaturi (86—523)K sînt redate în figura XVII.11. Aces-

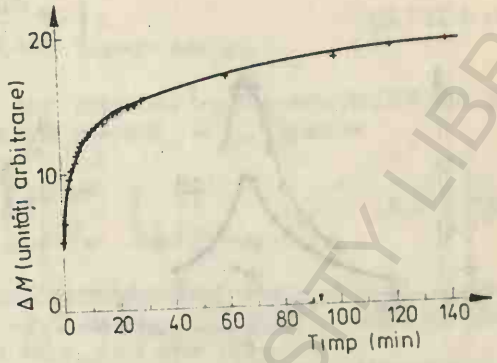


Fig. XVII.10. — Dependenţa de timp a magnetizării la aliajul alnico, după o creştere bruscă a cîmpului magnetic.

tea evidenţiază o dependenţă de timp logaritmică. Panta S depinde liniar de temperatură (fig. XVII.12).

Mărimea pantei S depinde şi de intensitatea cîmpului extern ce acţionează asupra probei. Valoarea cea mai mare a lui S apare pentru un maxim al lui dM/dH de pe curba de histereză şi corespunde la un cîmp extern

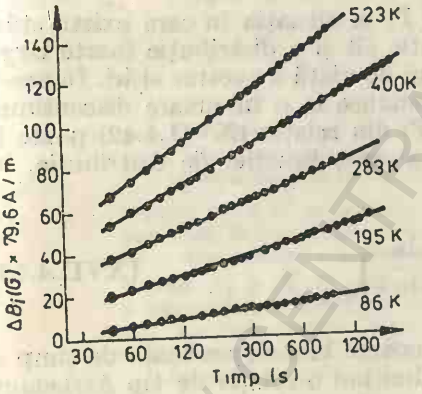


Fig. XVII.11. — Dependenţa de timp a polarizării magnetice la aliajul alnico la diferite temperaturi cuprinse între 86K şi 523 K.

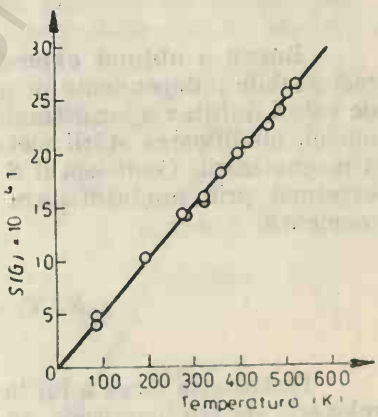


Fig. XVII.12. — Dependenţa de temperatură a pantei S.

identic cu cîmpul coercitiv (figura XVII.13). Legătura între constanta de trenaj S şi cîmpul coercitiv, pentru diferite probe [4] este redată în figura XVII.14. Dependenţa acestor mărimi pare a fi liniară.

Rezultate experimentale interesante privind trenajul prin fluctuaţii au obţinut Barbier [33] şi Llibourty [34]. Relaţia (XVII.4.38) a putut fi verificată folosind în special substanţe magnetice cu un cîmp coercitiv

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ridicat și la care în mod obișnuit nu se manifestă trenajul prin difuzie. Legea logaritmică este valabilă pentru intervale mari de timp cuprinse între $2{,}5 \cdot 10^{-2}$s și $4 \cdot 10^{6}$s.

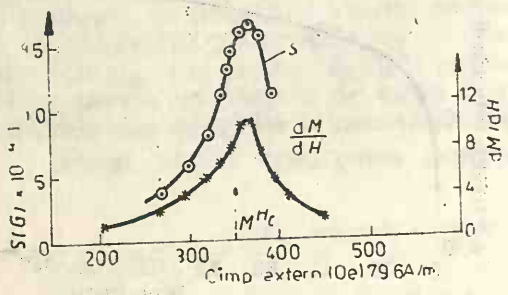


Fig. XVII.13. — Dependența lui S și dM/dH de intensitatea cîmpului extern.

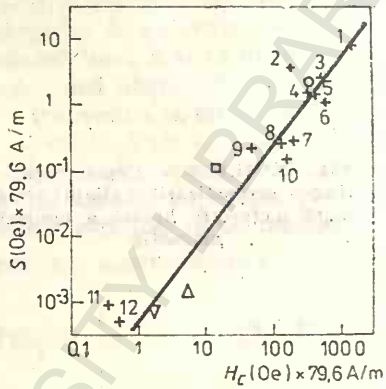


Fig. XVII.14. — Corelația între constanta de trenaj și cîmpul coercitiv: 1 — ferită de cobalt; 2 — magnetită; 3,4,6 — alnico; 5 — pulbere de fier; 7 — alnico recopt; 8 — pulbere de nichel; 9,10 — fero-cobalt; 11 — ferita de nichel-zinc; 12 — fier moale; ○ — alnico; □ — oțel dur; △ — oțel semidur; ▽ — oțel moale.

Brown a obținut expresia lui $S_V(T)$ în situația în care există stări metastabile independente în mod statistic cît și o distribuție foarte largă de valori $dn/d\ln\tau$ a logaritmului timpului de viață a acestor stări. În acest model, modificarea stării metastabile conduce la o inversare discontinuă a magnetizării. Coeficientul $S = \chi_{ir} S_V(T)$ din relația (XVII.4.42) poate fi exprimat prin produsul între ΔM și valoarea funcției de distribuție, în momentul $\tau = \tau_{exp}$

$$\chi_{ir} S_V(T) = \Delta M \left(\frac{dn}{d\ln\tau} \right)_{\tau=\tau_{exp}} . \qquad \text{(XVII.4.43)}$$

Distribuția largă a lui $\ln\tau$ ce dă naștere la o dependență de timp a relaxării, de tip logaritmic, se obține admițînd o relație de tip Arrhenius $\tau = \tau_0 \exp(\Delta\mathcal{F}/k_B T)$ pentru durata de viață a stărilor metastabile individuale și respectiv condiția $\ln\tau_{exp} \gg \ln\tau_0$. Am notat prin $\Delta\mathcal{F}$ înălțimea barierei de potențial prin care starea metastabilă este separată de regiunile de energie mai mici, iar τ_0 este timpul caracteristic pentru mișcarea disipativă a vectorului de stare de la barieră înapoi la starea metastabilă. În general $\tau_0 \simeq 10^{-9}$s [25, 35, 36]. Distribuția lui $\ln\tau$ rezultă din distribuția „înălțimilor" barierelor $\Delta\mathcal{F}$. Astfel în apropierea de $\tau = \tau_{exp}$ dacă $\Delta\mathcal{F}$ se modifică printr-un factor de ordinul doi, aceasta conduce la o variație extrem de mare a lui τ_{exp}/τ.

Tipul de distribuție a lui $\ln\tau$, corespunzător unei distribuții a lui $\Delta\mathcal{F}$ poate fi exprimat ca o funcție de dn/dH_{s0} a cîmpurilor critice H_{s0} carac-

teristice stărilor metastabile individuale, $-H_{s0}$ fiind valoarea cîmpului extern care poate comuta sistemul de la starea metastabilă la cea instabilă, deci a depăşi înălţimea barierei de potenţial [36]. Ţinînd seama de aceasta, partea din dreapta a relaţiei (XVII.4.43) se scrie

$$\Delta M \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}H_{s0}} \left[\frac{\mathrm{d}H_{s0}}{\mathrm{d}(\Delta \mathcal{F})} \right]_{\Delta \mathcal{F}/k_B T = \ln(\tau_{exp}/\tau_0)} . \qquad \text{(XVII.4.44)}$$

Această relaţie evidenţiază mai clar raţiunea pentru care în (XVII.4.43) s-a introdus factorul χ_{tr} şi anume $\Delta M\,(\mathrm{d}n/\mathrm{d}H_{s0}) = \chi_{tr}$. Ca atare

$$[S_V(T)]^{-1} = \frac{1}{k_B T} \left[\frac{\mathrm{d}(\Delta \mathcal{F})}{\mathrm{d}H_{s0}} \right]_{\Delta \mathcal{F}/k_B T = \ln(\tau_{exp}/\tau_0)} . \qquad \text{(XVII.4.45)}$$

Derivata $\mathrm{d}(\Delta \mathcal{F})/\mathrm{d}H_{s0}$ trebuie luată corespunzător unei valori H_{s0} pentru care înălţimea barierei este $\Delta \mathcal{F} = k_B T \ln (\tau_{exp}/\tau_0)$. Pentru materiale obişnuite valoarea acceptată pentru $\ln(\tau_{exp}/\tau_0)$ este $(20 \div 25)$.

Hahn [37, 38] a obţinut unele rezultate generale privind dependenţa de temperatură a coeficientului de trenaj $S_V(T)$. În acord cu relaţia (XVII.4.42) $S_V(T)$ ar fi o funcţie ce creşte monoton cu temperatura T, în măsura în care toţi parametrii ce determină structura domeniului magnetic şi deci procesele de magnetizare sînt aproximativ independente de temperatură, în intervalul studiat. Modelul prezice următoarele situaţii:

A) Pentru materiale la care volumele metastabile caracteristice V sînt mici, coeficientul de trenaj va creşte monoton cu temperatura — curba A_1 — figura XVII.15. O asemenea comportare este de aşteptat la

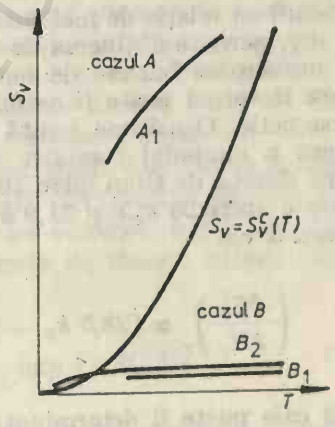


Fig. XVII.15. — Dependenţa de temperatură a lui S_V. Se evidenţiază două regiuni caracteristice A şi B separate prin curba $S_V^C(T)$. Pentru $S_V \ll S_V^C$ se aşteaptă ca constanta de trenaj să nu depindă de temperatură (curbele B_1). Pentru $S_V \gg S_V^C$ se evidenţiază o comportare descrisă de curba A_1. La temperaturi joase se observă o tranziţie de la tipul B la tipul A (curba B_2).

materiale magnetice dure formate din particule fine sau precipitate (aliaje alnico) cît şi la materiale feromagnetice ce au o structură chimică neomogenă la o scară spaţială foarte fină. Aşa cum am discutat deja această comportare a fost observată experimental [24, 26].

B) Pentru materiale cu V mare, S_V poate fi independent de temperatura — curbele B din figura XVII.15. O asemenea comportare a fost observată la nichel [39—41]. În general acest tip de variaţie este de aşteptat la materiale magnetice moi, caracterizate prin o omogenitate spaţială

ridicată, la scară mare. Această situaţie poate fi întîlnită şi la compuşii intermetalici ca de exemplu $SmCo_5$ [42] şi constituie primul exemplu cînd la un material cu cîmp coercitiv ridicat, S_V este independent de temperatură. Valoarea critică a coeficientului $S_V^c(T)$ ce separă cele două regiuni A şi respectiv B este dată de relaţia:

$$S_V^c(T) = \frac{1}{24\pi^2}\,\gamma^{-1}[\ln(\tau_{exp}/\tau_0)]^{-1}\,\frac{\mu_0(g\mu_B)^3}{D^3}\,\frac{C_h^2}{M_s^2}\,(k_BT)^2, \quad \text{(XVII.4.46)}$$

unde D este coeficientul din relaţia $\in(k) = Dk^2$ (VII.5.20), $C > 0$ este un coeficient independent de M_s(asemănător coeficientului cîmpului molecular) iar $\gamma \simeq H_c/H \ll 1$.

Menţionăm că pentru materialele de tip $SmCo_5$ se observă o variaţie a magnetizării, liniară, în $\ln t$, fapt ce reliefează o distribuţie largă a timpilor de relaxare [43].

Problema evaluării lui S este abordată şi de Gaunt [44]. În mod obişnuit valoarea maximă a lui S apare la, sau lîngă cîmpul coercitiv al materialului. Aceasta reflectă comportarea celor mai numeroase bariere de energie din probă. Ca atare pare de interes a analiza valoarea maximă S pe care o notăm prin S_0. Se defineşte drept cîmp coercitiv, cîmpul la care S este maxim. Gaunt obţine pentru S expresia $S = -k_BT\chi(\partial\in_A/\partial H)_T$. Valoarea maximă S_0 este dată de

$$S_0 = -k_BT\chi/(\partial\in'_A/\partial H_c)_T. \quad \text{(XVII.4.47)}$$

În acord cu relaţia de mai sus, determinarea experimentală a valorilor S_0, T şi χ, permite obţinerea de informaţii legate de $(\partial\in'_A/\partial H_c)_T$ pentru cele mai numeroase bariere de energie din probă. Diferenţiala energiei de activare izotermă poate fi astfel determinată direct prin studiul trenajului magnetic. O mărime legată de aceasta este (dH_c/dT) variaţia cu temperatura a cîmpului coercitiv pentru care S este maxim. În acest caz, pentru durata de timp între 10^0 şi 10^3s, vor fi activate numai energiile cuprinse între 25 k_BT şi 31,9 k_BT, deci cu o valoare medie 28,5 k_BT. Prin urmare avem

$$\left(\frac{\partial\in'_A}{\partial H_c}\right)_T \simeq [28{,}5\,k_B - (\partial\in_A/\partial T)_H]/(dH_c/dT). \quad \text{(XVII.4.48)}$$

Pe această cale poate fi determinată dependenţa de temperatură intrinsecă a barierei de energie.

Folosind acest model se studiază trenajul magnetic în compusul Co_5Ce [45]. Dependenţa de cîmpul extern a valorilor S şi χ_{ir} este redată în figura XVII.16. Analiza datelor a permis separarea efectelor activate termic de cele ce depind intrinsec de temperatură. Se conchide că creşterea valorilor H_c este în principal cauzată de creşterea înălţimii barierei de potenţial. Dependenţa de temperatură a înălţimii barierei, urmează o variaţie în $T^{2/3}$.

XVII.5. Trenajul magnetic în materiale cu pereți de domeniu înguști

Am evidențiat în paragraful XIII.3 că în cazul feromagneților puternic anizotropi se observă prezența unor pereți de domeniu înguști. Se sugerează [46] că existența acestor pereți înguști, fixați în potențialele Peierls, condiționează fenomene de trenaj magnetic la temperaturi joase. Difuzia peretelui Bloch se poate realiza atît prin activare termică cît și prin tunelare. Egami [46] elaborează pentru aceste sisteme un model

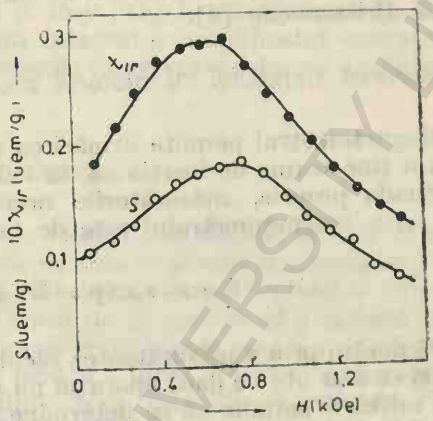


Fig. XVII.16. — Dependența de cîmpul exterior a valorilor S și χ_{ir} pentru particule de 8 μm de Co_5Ce, la 290 K.

teoretic al trenajului intrinsec. Dependența de timp a magnetizării se calculează atît în funcție de cîmpul extern cît și de temperatură, presupunînd că difuzia peretelui Bloch are loc prin procese de nucleație și creștere. Ca un model specific pentru nucleație se ia în considerare nucleația omogenă. Motivul îl constituie faptul că într-un cristal perfect procesele omogene domină pe cele heterogene, iar pe de altă parte că viteza acestora nu diferă semnificativ de cea a proceselor omogene.

Unele date experimentale pot fi explicate calitativ prin acest model, fără însă a se obține o concordanță cantitativă. Astfel, studiul comportării magnetice a materialelor cu pereți de domeniu înguști evidențiază că variația în timp a magnetizării depinde de cîmpul extern [47—50], în acord cu o relație de forma [50]

$$dM/dt = \text{const. exp } (-H_0/H). \qquad \text{(XVII.5.1)}$$

Această expresie este în concordanță cu prezicerile modelului teoretic. Valoarea H_0 obținută din datele experimentale, pentru Dy_3Al_2, la 4,2 K, este de 550 kOe ($\times 79{,}6 \cdot 10^3$ A/m) [50]. Valoarea calculată este însă mult mai mică și anume $H_0 \simeq 12{,}2$ kOe ($\times 79{,}6 \cdot 10^3$ A/m). După Egami [46] cauza acestei nepotriviri rezultă din faptul că trenajul la materiale magnetice puternic anizotrope, observat în prezent, este, în realitate, de natură extrinsecă, datorită probabil unor imperfecțiuni microscopice ale rețelei cristaline.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XVII.6. Metode de măsură a trenajului magnetic

Studiul experimental al trenajului magnetic nu implică complicații, comparativ cu alte tipuri de măsurători magnetice. Ca atare ne vom limita la o succintă descriere a tehnicilor experimentale. Acestea au în vedere studiul variațiilor în timp ale magnetizării unei substanțe, sub acțiunea unui cîmp magnetic constant. Pe de altă parte, alte tipuri de măsurători vizează analiza consecințelor trenajului, ca de exemplu pierderile în curent alternativ. O trecere în revistă a unora din tehnicile experimentale este dată de Brissonneau [4].

a) *Măsurarea trenajului cu ajutorul unui magnetometru*

Magnetometrul permite urmărirea evoluției în timp a magnetizării. Pentru a ține seama de inerția sa, la valori mici ale timpilor comparativ cu perioada proprie, măsurătorile necesită anumite corecții. Oscilația liberă, α, a magnetometrului este de forma

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-\delta t) \cos\omega t. \qquad \text{(XVII.6.1)}$$

Să notăm prin y măsurătoarea făcută în momentul t și prin z valoarea reală ce s-ar obține dacă aparatul nu ar avea inerție. Ecuația diferențială a mișcării permite să se determine valoarea z din relația

$$z = y + [d^2y/dt^2 + 2\delta(dy/dt)]/(\omega^2 + \delta^2). \qquad \text{(XVII.6.2)}$$

Metoda a fost folosită în numeroase studii [7, 26, 33].

b) *Măsurarea trenajului cu ajutorul unui galvanometru balistic*

Galvanometrul balistic permite evaluarea rapidă a fluxului de inducție ce apare în circuitul acestuia. Schema de montaj clasic ce folosește un galvanometru balistic este redată în figura XVII.17 [51]. Proba comportă două înfășurări. Prin intermediul uneia dintre ele se modifică cîmpul

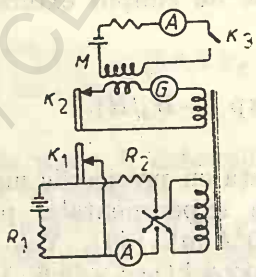


Fig. XVII.17. — Schema montajului folosit pentru efectuarea măsurătorilor de trenaj ale magnetizării cu ajutorul unui galvanometru balistic.

extern în momentul $t = 0$. Un dispozitiv închide automat celălalt circuit, pe galvanometru, după un timp ce poate fi variat, adesea foarte scurt (10^{-3}—10^{-1})s. Dacă modificarea fluxului se încheie într-un timp suficient de mic comparativ cu perioada proprie a galvanometrului, această opera-

ţie permite să se urmărească evoluţia magnetizării, prin modificarea timpului t. Este necesar totodată a ne situa în condiţii în care curenţii induşi pot fi neglijaţi cît şi de a obţine variaţii ale cîmpului aplicat extrem de precise, de a elimina f.e.m. de contact parazită în circuitul galvanometrului şi a efectua măsurători de precizie, în intervale de timp mici. Alegerea convenabilă a rezistenţei R_2 permite fixarea amortizării critice a circuitului oscilant constituit împreună cu capacitatea proprie a bobinei. Închiderea întrerupătoarelor K_1 şi K_2, la intervale mici de timp, se face cu ajutorul unui pendul, sau acestea sînt comandate de un motor ce are o viteză cunoscută. În montajul lui Gaunt şi Roy [45] f.e.m. generată în lungul bobinei a fost integrată folosind un integrator amplificator operaţional. Kronmüller şi colab. [52] în măsurătorile de relaxare folosesc o tehnică de lucru automatizată [53].

c) *Măsurarea trenajului în curent alternativ*

Substanţa de studiat constituie miezul unei bobine la care se analizează impedanţa. Se folosesc metode de zero ce permit studierea impedanţei cu o precizie mai bună de 0,5%. Practic există dificultăţi în interpretarea cantitativă a rezultatelor. Condiţiile în care se află situată proba adesea nu sînt bine definite şi respectiv variabile în cursul măsurătorilor. Chiar dacă se iau toate precauţiile pentru a lucra la inducţie maximă sau la o amplitudine constantă a cîmpului extern, este dificilă separarea diferitelor tipuri de pierderi. Contribuţiile histerezei şi a curenţilor induşi într-un număr de situaţii sînt practic imposibil de determinat. În montajul experimental s-au folosit diferite tipuri de punţi de măsură [4, 54, 55].

BIBLIOGRAFIE

1. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **12**, 339 (1951).
2. J. A. EWING, Phil. Trans., **176**, 554 (1885); Proc. Roc. Soc., **46**, 269 (1889).
3. R. BECKER, V. DÖRING, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, 1939.
4. P. BRISSONNEAU, J. Phys. Radium, **19**, 490 (1958).
5. B. WWEDENSKY, Ann. Phys., **64**, 609 şi **66** 110 (1921).
6. R. W. TELESNIN, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **31**, 557 (1941).
7. G. RICHTER, Ann. Phys., **29**, 605 (1973).
8. R. M. BOZORTH, Phys. Rev., **32**, 124 (1928).
9. J. WILLIAMS, W. SHOCKLEY, C. KITTEL, Phys. Rev., **80**, 1090 (1950).
10. H. KUHLEWEIN, Zeit. Physik, **32**, 472 (1931);
    C. LAPP, Ann. Phys. (Paris), **8**, 278 (1927);
    S. MAEDA, J. Phys. Soc. Japan, **5**, 358 (1950);
    R. W. TELESNIN, Dokl. Akad. Nauk, SSSR, **79**, 233 (1951).
11. L. RAYLEIGH, Phil. Mag., **23**, 225 (1887).
12. A. HERPIN, *Theory du Magnetism*, Bibliotèque des Sciences et Techniques Nucleaires, Paris, 1968.
13. E. KNELLER, *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin, 1962, cap. 41.
14. J. SNOEK, Physica, **5**, 663 (1938).
15. G. DE VRIES, Physica, **25**, 1211 (1959).
16. L. NÉEL, J. Phys. Radium, **13**, 249 (1952).
17. L. NÉEL, Cahier de Physique, **25**, 1 (1944).
18. L. S. DIJKSTRA, Phillips Res. Rept., **2**, 357 (1947).
19. L. NÉEL, J. Appl. Phys., **30**, 35 (1959).
20. I. RATHENEAU et all., citat în [19].
21. H. JORDAN, Elektr. Nachrichtentechn., **1**, 7 (1924).
22. F. PREISACH, Zeit. Phys., **94**, 227 (1935).

23. L. NÉEL, J. Phys. Radium., **11**, 49 (1950).
24. R. STREET, J. C. WOOLEY, Proc. Roy. Soc., **63B**, 562 (1949).
25. W. F. BROWN, in *Fluctuation Phenomena in Solids*, Academic Press, 1965.
26. R. STREET, J. WOOLLEY, P. B. SMITH, Proc. Phys. Soc., **65B**, 679 (1952).
27. J. L. SNOEK, Physica, **6**, 161 (1939).
28. L. NÉEL, J. Phys. Radium. **12**, 339 (1951).
29. R. C. STREET, J. C. WOOLLEY, Proc. Phys. Soc., **69B**, 1189 (1956).
30. L. W. McKEEHAN, Phys. Rev., **79**, 739 (1950).
31. F. D. STACEY, Proc. Phys. Soc. (London), **73**, 136 (1959).
32. P. BRISSONNEAU, J. Phys. Chem. Solids, **7**, 22 (1958).
33. J. C. BARBIER, Ann. Phys., **9**, 84 (1954).
34. L. LLIBOURTRY, C.R. Acad. Sci. Paris, **239**, 1042 (1950).
35. L. NÉEL, Ann. Geophys., **5**, 99 (1949).
36. W. F. BROWN, J. Appl. Phys., **30**, 130S (1959) ; Phys. Rev., **130**, 1677 (1963).
37. A. HAHN, Int. J. Magnetism., **6**, 99 (1974).
38. A. HAHN, Z. Naturforsch., **27a**, 905 (1972).
39. E. PFRENGER, K. STIERSTADT, Z. angew Phys., **23**, 20 (1967).
40. K. STIERSTADT, Naturwiss., **54**, 573 (1967) ; Zeit. Phys., **229**, 97 (1969).
41. D. ESSL, T. LINHARD, A. MAYER, K. STIERSTADT, Phys. Lett., **33A**, 407 (1970).
42. M. PAULUS, Teză Universitatea Bochum, 1973.
43. A. HAHN, M. PAULUS, Phys., Lett., **44A**, 219 (1973).
44. P. GAUNT, Phil. Mag., **34**, 775 (1976).
45. P. GAUNT, G. J. ROY, Phil. Mag., **34**, 781 (1976).
46. T. EGAMI, Phys. Stat. Solidi (a), **19**, 747 (1973) ; **20**, 157 (1973).
47. T. EGAMI, A.I.P. Proc., **5**, 1971, p. 1457.
48. K. N. R. TAYLOR, D. MELVILLE G. J. PRIMAVESI, J. Phys., **F2**, 584 (1970).
49. G. J. PRIMAVESI, K. N. R. TAYLOR, J. Phys., **F2**, 761 (1972).
50. B. BARBARA, S. FILLON, D. GIGNOUX, R. LEMAIRE, Solid State Commun., **10**, 1149 (1972).
51. C. W. HEAPS, Phys. Rev., **54**, 288 (1938).
52. H. KRONMÜLLER, R. SCHÜTZENAUER, F. WALZ, Phys. Stat. Solidi (a), **24**, 487 (1974).
53. F. WALZ, Phys. Stat. Solidi (a), **8**, 125 (1971).
54. R. FELDTKELLER, G. SOGER, Zeit. angew. Phys., **6**, 390 (1954).
55. G. R. PATTERSON, J. Appl. Phys., **9**, 646 (1938).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

INDICE DE TERMENI

Absorbţie rezonantă (RNG), 3—136*)
Aliaj magnetic diluat, 2—104
Amortizarea critică, 3—107
Analiza reprezentării, 1—150
Anihilarea pozitronului, 3—165
Anizotropia magnetocristalină, 1—158, 3—181
— descrierea fenomenologică, 3—186
— dependenţa de cîmpul extern, 3—214
— dependenţa de temperatură, 3—210
— de formă, 3—447
— indusă, 3—215
— — în procesul de elaborare, 3—224
— — prin iradiere, 3—218
— — prin laminare, 3—221
— — prin recoacere în cîmp magnetic, 3—219
— — prin tensiuni interne, 3—447
— metode experimentale, 3—227
Anizotropia magnetocristalină (modele):
— modelul de bandă, 3—204
— modelul unui ion, 3—195
— modelul Néel, 3—203
— modelul pereche, 3—201
Anizotropia magnetocristalină
— de rază mare de acţiune, 3—222
— de rază mică de acţiune, 3—222
— sticlelor metalice, 3—226
Anomalia de compresibilitate, 3—21
— de dilatare, 3—21
— de lungime, 3—22
Antiferomagnet amorf, 2—279
Antiferomagnetism, 2—194
— aproximaţia cuplajului constant, 2—211
— mecanisme de superschimb, 2—234
— metoda Bethe-Peierls-Weiss, 2—212
— metoda dezvoltării în serie 2—214
— metoda funcţiilor Green, 2—228
— modelul cîmpului molecular, 2—196
— modelul de bandă, 2—257
— modelul Hubbard, 2—263
— modelul Ising, 2—233
— modelul Oguchi, 2—210
— modelul $s-d$ (f), 2—254
— unde de spin, 2—257

Antirezonanţă, 3—107
Aproximaţia bazată pe configuraţii ionice, 2—154
Aproximaţia cuplajului constant, 2—36
— la pături subţiri, 3—518
Aproximaţia potenţialului coerent, 2—167
Atom de hidrogen, 1—85
— cu mai mulţi electroni, 1—94
— model vectorial, 1—110
Axa de uşoară magnetizare, 1—24

Banda interzisă, 1—254
— premisă, 1—255
Barn, 3—124
Bispinor, 1—93
Bobină
— Bitter, 1—54
— cu discuri, 1—55
— Gaume, 1—54
— supraconductoare, 1—72

Caracteristica reprezentării grupului, 1—119
Circuit magnetic, 1—37
Cîmp coercitiv, 1—26, 3—299
— modelul cîmpurilor de dispersie, 3—405
— modelul peretelui plan-rigid, 3—399
— alte modele, 3—411
— particule fine, 3—454, 3—463
Cîmp coulombian, 1—13
Cîmp de demagnetizare, 1—30
Cîmp de densitate de spin, 3—43
Cîmp de fixare, 3—456
Cîmp de nucleaţie, 3—443, 3—456
Cîmp de propagare, 3—379
Cîmp de trenaj prin fluctuaţii, 3—546
Cîmp electric dipolar, 1—14
— cuadrupolar, 1—14
Cîmp electrostatic cristalin, 1—159, 3—196
— despicări de nivele, 1—169
Cîmp hiperfin
— efect Mössbauer, 3—145
— rezonanţa magnetică nucleară, 3—115, 3—120
— rotaţia de spin a miuonului, 3—161
Cîmp magnetic alternant, 3—59
Cîmp magnetic produs de bobină, 1—54
Cîmp molecular, 2—24

*) Volumul — pagina

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Cîmp pulsator, 1—61
Coeficientul cîmpului molecular, 2—25
— dependenţa de temperatură, 2—33, 3—24
Coeficientul de anizotropie, 3—189
— de dilatare termică, 3—17
— — anormală, 3—22, 3—231
— de magnetostricţiune, 3—237
Comportarea magnetică la presiuni ridicate, 3—32
Compuşi antiferomagnetici
— cu pămînturi-rare, 2—278
— cu uraniu, 2—278
Compuşi ferimagnetici ai pămînturilor-rare, 2—356
— metale de tranziţie 3*d*, 2—359
— cu structură de tip hematită, 2—349
— cu structură de tip ilmenită, 2—349
Comutarea magnetizării, 3—515
Concentrator de flux, 1—62
Condiţia de rezonanţă
— RPE, 3—77
— RFM, 3—100
Configuraţia atomică locală, 2—179
Constanta Curie, 2—30
— de anizotropie, 3—189
— de cuplaj magnetoelastic, 3—231
— de elasticitate, 3—194
— de structură, 3—508
— Pascal, 1—211
— Rayleigh, 3—371
Coordonată normală, 1—165
Corelaţii unghiulare perturbate, 3—149
Criterii pentru apariţia feromagnetismului în gazul de electroni, 2—79
Cromit, 2—344
Cuasispin, 2—183
Cuplaj electron-fonon, 3—255
— *j* — *j*, 1—99
— Russel-Saunders (LS), 1—99
Curba de histereză, 1—27
— de magnetizare, 1—24
— Néel-Slater, 2—34
— Slater-Pauling, 2—95
Curbarea magnetizării, 3—445
Curbarea peretelui, 3—381
Curent de conducţie, 1—21
— legat, 1—21
— particular, 1—18

Degenerare normală, 1—170
Densitatea curentului electric, 1—19
Densitatea de alunecare, 3—221
Densitate de probabilitate a electronului, 1—88
Densitatea de stări a gazului de electroni, 2—253
Densitatea de suprafaţă a sarcinii electrice, 1—14
— de volum a sarcinii electrice, 1—14
— integrată a stărilor, 1—270
Deplasarea chimică, 3—116
— Δg, 3—85
— izomeră, 3—140
— Knight, 3—117
Despicarea cuadrupolară, 3—142
— magnetică, 3—145
Dezacomodarea inducţiei, 3—543
Diamagnetism, 1—199
— electroni liberi, 1—278
— ioni, 1—206
— molecular, 1—209
— orbital, 1—281
— relaţia Langevin, 1—199
— teoria cuantică, 1—202
Diferenţiala de timp a corelaţiei unghiulare, 3—150
Difracţia cu neutroni, 3—123
Dimensionalitatea spaţială, 3—43
Dimensiunea reprezentării grupului, 1—117
Dinamica procesului de magnetizare, 3—106
Dipol electric, 1—14
Distorsiunea reţelei cristaline, 1—168
Domeniu magnetic, 3—275, 3—317
— de închidere, 3—317, 3—323
— dungat (stripe), 3—336
— energia magnetostatică, 3—319
— forme de distribuţie, 3—321
— parţial închis, 3—325
— structură secundară, 3—326
— tip S, 3—340
— tip T, 3—339
Domeniu magnetic: metode experimentale, 3—343
— depolarizarea neutronilor, 3—353
— efect Faraday, 3—352
— efect Kerr, 3—351
— metoda pulberilor, 3—343
— microscopie electronică, 3—345
— topografia radiaţiilor X; 3—355
Domeniu magnetic: modele
— teoria standard, 3—275
— — micromagnetică, 3—275
Durata de viaţă a polarizării, 3—161
Duritate magnetică, 3—423

Ecuaţia Brown, 3—277
— critică de stare, 3—67
— Ginzburg-Landau, 3—45
— Maxwell, 1—34
Ecuaţia dinamică Bloch, 3—76
— Bloch-Bloembergen, 3—97
— Gilbert, 3—96
— Landau-Lifsitz, 3—96
Efect Barkhausen, 3—391
— Barnett, 3—94
— ΔE, 3—232, 3—255
— De Haas-van Alphen, 1—292
Efect de forma, 3—185
— de „gîtuire" a relaxării, 3—87
— de polarizare, 3—141
— de saturaţie, în RPE, 3—78
— trecere, 3—64
Efect diamagnetic, 1—199
— Einstein-de Haas, 3—93
— Jahn-Teller, 1—165
— Kondo, 2—122
— magnetocaloric, 3—25
— magnetomecanic, 3—92
— μ^*, 3—322

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Efect Mössbauer, 3—135
— Pashen-Back, 1—108
— Stark, 1—109
— termic ce însoţeşte magnetizarea, 3—27
— Zeeman anomal, 3—107
— Zeeman normal, 3—105
Eficienţa bobinei, 1—53
Electromagnet: cîmp magnetic, 1—70
— cu miez de fier, 1—65
Energia cîmpului magnetic staţionar, 1—37
— de anizotropie magnetocristalină, 3—181
— de corelaţie, 1—257
— de stabilizare, 3—537
— Fermi, 1—254
— elastică, 3—191
— magnetoelastică, 3—230, 3—233
— specifică, 2—40
Eroare de aliniere în RFM, 3—102
Exponent critic, 3—35
— de interval, 3—39
— de trecere, 3—56

Factor de amplificare, 1—281
— cîmp, 1—56
— formă orbital, 3—127
— — de spin, 3—127
— de Gennes, 2—68
— demagnetizare, 1—31
— densitate de curent, 1—58
— despicare spectroscopică, 3—77
— — efectiv, 3—111
— ecranare Sternheimer, 3—147
— structură, 1—261
— structură geometrică, 1—180
Factor Fabry, 1—59
— giromagnetic, 3—77
— Landé, 1—108
— umplere, 1—55
Fenomen de saturaţie, 3—78
Ferimagnetism
— metoda Bethe-Peierls-Weiss, 2—293
— — dezvoltării în serie, 2—294
— — funcţiilor Green, 2—292
— modelul Ising, 2—292
— — Néel, 2—304
— unde de spin, 2—296
Ferite cu structură de tip magnetoplumbit, 2—345
— spinelic, 2—338
— hexagonal, 2—345
Feromagnetism
— aliaje magnetice diluate, 2—104
— aproximaţia bazată pe configuraţii ionice, 2—154
— aproximaţia cîmpului molecular, 2—24
— aproximaţia potenţialului coerent, 2—167
— model de bandă, 2—69
— — tip $s-d$, 2—61
— — cîmp efectiv, 2—35
— — Heisenberg, 2—14
— — Ising, 2—21
— — mixte, 2—99
— — momentului dependent de configuraţia atomică locală, 2—179
Feromagnetism: clasificarea modelelor, 2—12
Feromagnetism slab, 2—316
— datorat anizotropiei disimetrice, 2—321
— datorat cuplajului antisimetric, 2—323
Fixarea spinului, 3—106
Fluctuaţia în parametrul de ordine, 3—46
— de spin, 2—144
— — localizată, 2—148
— — omogenă, 2—153
Formula Clapeyron, 3—15
— Fabry, 1—58
— Landau-Peierls, 1—281
— Neumann a inducţiei mutuale, 1—37
Forţa Lorentz, 2—35
Frecvenţă Larmor, 3—75
— de rezonanţă ciclotronică, 1—275
Funcţia Brillouin, 1—218
— de bază, 1—136
— de corelaţie, 3—41
— de distribuţie Fermi-Dirac, 1—253
— de întîrziere, 3—533
— de pondere a spinului, 3—44
— oscilantă RKKY, 2—67
— potenţială a peretelui, 3—379
— termodinamică, 3—37

Gaură Fermi, 1—257
„Gîtuirea" relaxării, 3—86
Gradient al cîmpului electrostatic la nucleu, 3—142
Granat, 2—351
Graniţă de fază, 3—62
Granulometrie feromagnetică, 3—475
Grup (noţiuni generale), 1—115
Grupul ciclic 1—116
— comutativ (abelian), 1—116
— de renormare 3—52
— homomorf, 1—116
— izomorf, 1—116
— magnetic, 1—140
— punctual, 1—122
— rotaţiilor, 1—131
— Shubnikov, 1—142
— spaţial, 1—132
— translaţiilor, 1—131

Impuritate aproape magnetică, 2—136
— magnetică, 2—104
Indicii reprezentării, 1—123
Inducţie electromagnetică, 1—25
— magnetică, 1—18
— mutuală, 1—26
— nucleară liberă, 3—114
— remanentă, 1—26, 3—446, 3—456
Integrala de histereză, 3—453
— de timp a corelaţiei unghiulare, 3—152
— de schimb, 2—17, 2—19, 3—91
Intensitatea cîmpului electric, 1—14
— — magnetic, 1—22
Interacţia cinematică, 2—42
— coulombiană, 1—13, 2—17
— cuadrupol-cuadrupol, 3—202
— dipol-octopol, 3—202

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Interacţia de schimb antisimetrică, 2—316
— — RKKY, 2—63
— — Zener, 2—64
— de superschimb, 2—235
— pseudodipolară, 3—202
— spin-orbită, 1—98
Inversia temporală, 1—139
Ionul Cu^{2+} în cîmp electrostatic cristalin, 1—183
Ionii elementelor de tranziţie 3*d*, 1—193
— pămînturilor-rare, 1—195
Izoterma critică, 3—37, 3—41

Împrăştiere de neutroni, 3—126
— de neutroni difuză, 3—132
— magnetică, 3—128
— nucleară, 3—128
— rezonantă (RNG), 3—136
Înregistrare magnetică (materiale,) 3—478

Hamiltonian Anderson, 2—116
— de interacţie $s - d(f)$, 2—61
— de spin, 1—190
— Kondo, 2—125

Lărgimea liniei RPE, 3—38
— RFM, 3—81, 3—83
Lărgimea peretelui de domeniu, 3—288
— mod de determinare, 3—314
Legea Ampère, 1—18
— apropierii de saturaţie, 3—417
— Bloch a magnetizării, 2—47
— Coulomb, 1—13
— Curie-Weiss, 2—30
— Faraday, 1—33
— Hooke, 3—193
— Kaya, 3—365
— Laplace, 1—19
— Lorenz, 1—34
— Rayleigh, 3—371
— similitudini, 2—32, 2—134
— stărilor corespondente, 2—28
— universalităţii, 2—32
— Wiedemann a adităţii susceptivităţii, 1—206
Lichid, Fermi, 1—258, 1—283
Liner, 1—62
Linia lambda, 3—58
Linia de rezonanţă dysoniană, 3—81
— gaussiană, 3—81
— lorentziană, 3—81
Lungimea de corelaţie, 3—38, 3—42
— împrăştiere, 3—126

Magnet permanent, 3—477
Magnetismul rocilor, 3—480
Magnetizare, 1—21
— dependentă de presiune, 3—22
Magnetizarea : metode experimentale, 1—74
balanţa de tip Weiss, 1—76
fluxmetru, 1—83
magnetometru, 1—81
— cu probă vibratoare, 1—81
metoda balistică, 1—80
— cu punte de măsură, 1—82
— de inducţie, 1—80
— Faraday, 1—76
— Gouy, 1—77
— Sucksmith, 1—77
Magnetizarea remanentă ideală, 3—365
— — izomeră, 3—467
— termoremanentă, 3—467
Magneton Bohr, 1—102
Magnetostatica, 1—13
— cuantică, 1—46
Magnetostricţiunea, 3—183
— compuşilor cu pămînturi-rare, 3—262
— dependenţă de temperatură 3—240
— descriere fenomenologică, 3—190
— de saturaţie, 3—185
— de volum, 3—232
— forţată, 3—185, 3—324
— longitudinală, 3—253
Magnetostricţiunea : modele
— model cu bandă despicată, 3—248
— — de bandă, 3—244
— — pereche, 3—182
— — unui ion, 3—182
Magnetostricţiunea normală, 3—185, 3—244
— oscilatorie, 3—254
— spontană, 3—184
— sticlelor metalice, 3—264
Magnon, 2—43
Manganit, 2—344
Masa efectivă a electronului, 1—255
Material antiferomagnetic, 2—271
— magnetit dur, 1—27
— — moale, 1—27
Matrice generatoare a grupului punctual, 1—128
Mecanism de difuzie, 3—79
Mediu efectiv, 2—168
Metamagnetism, 2—264
Metoda Bethe-Peierls-Weiss, 2—37, 2—212, 2—293, 3—520
— cîmpului selfconsistent, 1—96
— de determinarea a structurilor magnetice, 2—288
— dezvoltării în serie, 2—52, 2—14, 2—294, 3—520
— funcţiilor Green, 2—56, 2—228, 3—523
— integrării directe, 1—181
— Oguchi, 2—35, 2—210
— operatorilor echivalenţi, 1—182
Mictomagnet, 2—159
Miuon, 3—159
Modelul atomic, 1—85
— Anderson (aliaje diluate), 2—116
— Anderson al superschimbului, 2—241
— Bean-Rodbell al tranziţiei de fază, 3—16
— cîmpului molecular, 2—24, 2—197, 2—304
— de bandă al feromagnetismului, 2—69
— de interacţie cu două benzi, 3—90
— de superschimb fenomenologic, 2—253
— — euristic, 2—252
— — cu trei centri şi patru electroni, 2—241
— electronului cuasiliber, 1—253
— — liber, 1—252

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Modelul Heisenberg, 2—11, 2—14
— Hubbard, 2—89
— Ising, 2—11, 12—21, 2—292
— lanţului de sfere, 3—461
— momentului dependent de configuraţia atomică locală, 2—170
— momentul localizat în model de bandă, 2—100
— polarităţii minime, 2—168
— Preisach, 3—373
— sarcinilor punctuale, 1—160
— Stearns, 2—102
— Stoner, 2—70
— Van-Vleck al superschimbului, 2—234
— Zener modificat, 2—101
— X — Y, 2—11
— Wolff, 2—115
Mod magnetic, 1—151
— magnetostatic, 3—104
— modificat de ondulare a magnetizării, 3—450
— uniform de rezonanţă 3—103
Moleculă biatomică, 1—245
— poliatomică, 1—248
Moment cinetic al electronului, 1—89
Moment magnetic de spin, 1—104
— orbital, 1—101

Neutrino, 3—160
Nivel energetic în cîmp electrostatic cristalin 1—169
— Landau, 1—275
— legat virtual, 2—105
— Zeeman, 3—75
Nomogramă pentru determinarea parametrilor liniei de rezonanţă dysoniene, 3—183
Număr cuantic, 1—86
— de componente ale magnetizării, 2—11, 3—43

Omogenitatea cîmpului magnetic 1—70
Ondularea magnetizării, 4—444
Ordonarea antiferomagnetică, 2—196
— ferimagnetică, 2—288
— magnetică elicoidală, 2—326
Orbită (rezonanţa ciclotronică), 1—296
—. extremală, 1—298
Ordine direcţională, 3—215
Ortoferite, 1—115
Oxizi cu structură hexagonală complexă, 2—346

Paramagnetismul 21—214
— elementelor de tranziţie 3*d*, 1—239
— electronilor de conducţie, 1—265
— ionilor pămînturilor-rare, 1—231
— molecular, 1—245
— orbital, 1—282
Paramagnetiostricţiunea, 3—252
Parametrul de ordine, 3—13
— selfconsistenţă a peretelui interdomenic, 3—303
— suprafaţă, 3—106
— Landau, 3—48
— marginal, 3—55
— nerelevant, 3—55
— relevant, 3—55
Particula fină, 3—432
— determinarea dimensiunii, 3—473
— dimensiunea critică, 3—432, 3—437
— interacţii magnetostatice, 3—459
— procese de magnetizare, 3—442
Pămînturi-rare: proprietăţi magnetice, 2—329
Pătură subţire, 3—485
— amorfă, 3—493
— cu domenii cilindrice (bule), 3—501
— modulată compoziţional, 3—491
— monocristalină, 3—486
— — cu cîmp biaxial de anizotropie, 3—334
— — cu anizotropie în plan, 3—304
— — cu anizotropie perpendiculară la plan, 3—335
— — cu anizotropie uniaxială în plan, 3—334
Perete interdomenic, 3—279
— Bloch, 3—284
— — asimetric, 3—301
— — bidimensional, 3—313
— — unidimensional neîncărcat în pături cu anizotropie uniaxială în plan 3—309
— cu legături transversale, 3—295
— cu structură fină, 3—281
— dublu, 3—281
— încărcat, 3—281
— îngust, 3—296
— izolat, 3—281
— $k\pi$, 3—299
Peretele interdomenic: deplasări de pereţi, 3—375
— — înguşti, 3—385
— — modelul elastic, 3—381
— — frecare, 3—383
— — funcţiei potenţiale, 3—375
Peretele intrerdomenic: dinamica, 3—388
— modul de calcul al structurii, 3—300
Peretele interdomenic Néel, 3—294
— asimetric, 3—301
— bidimensional, 3—316
— unidimensional încărcat, 3—310
— unidimensional neîncărcat, 3—304
Peretele interdomenic *r*, 3—341
— *t*, 3—341
— unidimensional în pături cu o axă uşoară perpendiculară la planul păturii, 3—311
Permeabilitatea, 1—25
— efectivă, 1—39
— iniţială, 1—26
— maximă, 1—26
— relativă, 1—25
Permeanţa, 1—38
Piesă polară cilindrică, 1—65
— conică, 1—67
— cu distribuţia optimă a magnetizării, 1—69
— cu gradient constant al cîmpului magnetic, 1—70
Pion, 3—160

Plasmon, 1—258
Polarizarea electrică, 3—514
— superficială, 1—16
— permanentă, 1—17
Polarizarea magnetică, 1—21
Potenţialul electrostatic, 1—159
— electrostatic scalar 1—14
— scalar magnetic, 1—30
— vector, 1—20
Pozitron, 3—159, 3—165
Presiunea de trenaj, 3—541
Principiul de excluziune Pauli, 1—94
— Neumann, 1—156
Procesul de anihilare a pozitronilor, 3—165
Procesul de împrăştiere magnon-electron de conducţie, 3—98
— magnon-fonon, 3—98
— magnon-magnon, 3—98
Procesul de relaxare direct, 3—80
— în materiale conductoare, 3—87
— în RFM, 3—97
— Orbach, 3—80
— Raman, 3—80
Punct fix, 3—56
— instabil, 3—56
— multicritic, 3—58
— tetracritic, 3—56, 3—58
— tricritic, 3—45, 3—58

Raportul giromagnetic, 1—112
— magnetomecanic, 3—94
Raza Bohr, 1—86
Recoacerea sub tensiune mecanică, 3—218
Regiunea critică, 3—13, 3—36
— de cuplare, 3—509
Regula sumei a lui Friedel, 2—108
— intervalelor a lui Landé, 1—100
Regulile lui Hund, 1—101
Relaţia Breit-Wigner, 3—136
— Brillouin, 1—219
— de scalare, 3—48
— Kittel-Van Vleck, 3—103
— Korringa, 3—119
— Langevin, 1—199
Relaxarea armonică încrucişată, 3—79
— spre echilibrul local instantaneu, 3—89
— — termic, 3—88
— prin difuzie, 3—79
— RPE în metale, 3—87
Reluctanţa, 1—38
Reprezentarea grupului, 1—117
— ireductibilă, 1—118
— reductibilă, 1—117
— unitară, 1—118
Reprezentarea grupului: leme şi teoreme, 1—118
Reptaţia, 3—427
Reţea Bravais, 1—132
— magnetică, 1—146
— reciprocă, 1—259
Rezonanţa antiferomagnetică, 3—108
— ciclotronică, 1—296
— de schimb, 3—112
— ferimagnetică, 3—110
— feromagnetică, 3—96
— — în materiale conductoare, 3—102
— — — — cu magnetizarea nesaturată, 3—106
— magnetică nucleară, 3—113
— nucleară gama fără recul, 3—135
— paramagnetică electronică, 3—74
— undei de spin, 3—105
Rotaţia de spin a miuonului, 3—160
— la cuasiunison, 3—450
— la unison, 3—445
Rydberg (unitate de energie), 1—257

Schimbul dublu, 2—235
Secţiunea diferenţială de împrăştiere, 3—124
— dublu diferenţială de împrăştiere, 3—124
Simetria cristalină, 1—115
— intrinsecă, 1—156
— magnetică, 1—139
Sisteme de unităţi, 1—41
Solicitarea bobinelor, 1—63
Spinor, 1—92
Spinul electronic, 1—90
Stare superantiferomagnetică, 2—234
Sticlă de spin, 2—159
Structura de domeniu
— materiale amorfe, 3—343
— — antiferomagnetice, 3—339
— materialelor cu anizotropie cubică, 3—326
— — — uniaxială, 3—323
— păturilor subţiri, 3—330
— fină a direcţiei magnetizării (ripple), 3—328
Structura peretelui interdomenic, 3—279
Structură antiferomagnetică cubică, 2—234
— magnetică elicoidală, 2—288, 2—326
— — triunghiulară, 2—234
Subreţea planară, 3—518
Superschimb, 2—234
Superparamagnetism, 3—464, 3—470
Suprafaţa critică, 3—53
Suprafaţa Fermi, 1—264
Suprastructura orientată, 3—218
Susceptivitatea magnetică, 1—23
— anhisterectică, 4—464
— corecţii la valorile măsurate, 1—78
— diferenţială, 1—24
— efectul interacţiilor de schimb, 1—280
— — vibraţiilor reţelei şi cîmpului periodic, 1—279
— iniţială, 1—24, 3—394
— masică, 1—23
— metalelor alcaline, 1—285
— metale şi aliaje de tranziţie, 1—289
— metale nobile, 1—291
— moleculară, 1—23
— nucleară, 1—249
— reversibilă, 3—458
Susceptivitatea magnetică a ionilor
— elemente de tranziţie 3*d*, 1—239
— pămînturi rare, 1—237

Tabla de caractere, 1—120
Temperatura caracteristică fluctuaţiilor de spin, 2—147
— Curie asimptotică, 2—199
— Curie feromagnetică, 2—30
— Curie paramagnetică, 2—30
— de blocare, 3—469
— Dingle, 1—295
— Fermi, 1—254
— Kondo, 2—124
— Néel, 2—199
Tensiune magnetomotoare, 1—37
Tensor de material, 1—155
— fizic, 1—155
— momentul cuadrupolar, 1—16
Teorema Bloch, 1—132
— Brown-Morrish, 3—448
— Kramers, 1—162
— Lagrange, 1—116
Teoria Abrikosov, 2—131
— Elliot, 2—332
— grupului de renormare, 3—48
— Heitler-London, 2—14
— Kaplan, 2—333
— Nagaoka-Hammann-Bloomfield, 2—132
— Suhl, 2—131
— Yoshida-Yoshimori-Okiji, 2—133
Termenul de structură, 3—512
Timpul de relaxare longitudinal, 3—78
— — transversal, 3—79
Timp de viaţă al pozitronului 3—166
Timpul fluctuaţiilor de spin (de viaţă), 2—166
Transformarea de scală, 3—49
— Kadanoff, 3—49
Tranziţia comensurabilă-incomensurabilă, 2—260
Tranziţia de fază magnetică, 3—14
— aproximaţia cîmpului molecular, 3—39
— aproximaţia grupului de renormare, 3—48
— de speţa a doua, 3—15
— — întîia, 3—15
— — — modelul Bean-Rodbell, 3—16
— modelul Landau, 3—44
— sticle de spini, 3—68
Tranziţia de cuadrupol electric, 3—150
— — magnetic 3—150
— de dipol electric, 3—150
— — magnetic, 3—150
Tranziţia gama fără recul, 3—137
Trenajul magnetic, 3—529
— materiale cu pereţi de domeniu înguşti, 3—560
— metode de măsură, 3—561
— model formal, 3—530
— prin difuzie 3—536
— prin fluctuaţii, 3—546

Undă de densitate de spin, 2—257
— comensurabilă, 2—259
— incomensurabilă, 2—259
Undă de spin, 2—38, 2—217, 2—296, 2—230, 3—591
— formalismul Holstein-Primakoff, 2—40, 2—220
— în sisteme metalice, 2—93
— interacţii între undele de spin, 2—47
— renormare, 2—49
— teoria semiclasică, 2—39, 2—217
Universalitatea comportării 3—64

Variabila de scalare, 3—60
Vector de deplasare, 3—191
Vîrf Hopkinson, 3—482

Zonă Brillouin, 1—261
— caracteristică defectului, 3—182
— redusă, 1—261

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

EMIL BURZO

FIZICA FENOMENELOR MAGNETICE. MAGNETISM TEHNIC
(Physics of Magnetic Phenomena. Technical Magnetism)
Vol. III, București,

Editura Academiei Republicii Socialiste România, 1983, p. 576

(ABSTRACT)

The third volume of the book Physics of Magnetic Phenomena is devoted to the basic problems of the technical applications of magnetism. In chapter X, some aspects of the thermodynamics of phase transitions are presented. The thermal effects accompanying the magnetization processes and the behaviour of magnetic materials at high pressure are discussed. After defining the critical exponents, the critical region is analysed making use of the molecular field approximation, the Landau model, scaling laws and renormalized group approximation. In addition to the classical methods (presented in Vol. I) in chapter XI, the modern technics for the characterization of magnetic materials, are presented. The physical basis of the electron paramagnetic resonance, resonance in magnetic ordered materials, nuclear magnetic resonance, gamma nuclear resonance, neutron diffraction, angular correlations, muon spin rotation and positron anihilation are discussed together with the representative results obtained in the analysis of magnetic materials. Starting from the crystalline symmetry, in chapter XII, the elastic and magnetoelastic properties as well as the anisotropy energy are phenomenologically described. The microscopic mechanisms which determine the anisotropy and magnetostriction are reviewed. The types of induced anisotropies are discussed in correlation with the methods used to obtain materials with predetermining properties. The physical parameters of some specific classes of materials showing technical applications determined by anisotropy or magnetostriction are given. Finally, the magnetostrictive rare-earth compounds and metallic glasses are analysed in detail. In chapter XIII, the problem of magnetic domains is discussed both in the framework of classical and micromagnetic theory. The domain walls and the domain structure of bulk materials and thin films are presented. A critical analysis of some results especially in case of thin films is made. The technics used for the study of magnetic structure as Bitter patterns, electron microscopy, magneto-optical effects, neutron diffraction as well as X-rays are reviewed. Starting from the characteristic domain structures, in chapter XIV, the magnetization processes of the single crystals and polycrystalline materials are stu-

died as well as the models used to describe the coercive field. The peculiar aspects of the magnetic behaviour of fine particles are discussed in chapter XV. The critical size, the magnetization processes and the relaxation effects are analysed both by a classical model and by the micromagnetic theory. The problems involved by their use for permanent magnets and magnetic recording are presented as well as the rock magnetism. The magnetic behaviour of thin films is given in chapter XVI. Firstly, the magnetic behaviour of representative single crystal, polycrystalline and amorphous thin films as well as of the materials used for magnetic bubbles is reviewed. The magnetic properties are correlated with film structure. The models describing the spontaneous magnetization of thin films are discussed. Chapter XVII deals with the problem of magnetic after-effect and their technical implications. The mechanism responsible for the appearance of magnetic after-effect as well as the experimental methods are considered.

The book contains up-to-date results on both classical and recent models. Their predictions are illustrated by representative experimental results. The technical applications of magnetic materials are emphasized. Throughout the book the author uses the international system of units.

The book is devoted to a large category of specialists: physicists, chemists, engineers working in the research field, educational, industrial units, professors and students involved in the study of physics, chemistry, technical universities and for all those interested in the field of magnetic materials.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CONTENTS

X. **MAGNETIC BEHAVIOUR AROUND THE TRANSITION POINTS. THERMAL AND PRESSURE EFFECTS** . . . 13

X.1. **Introduction** . . . 13

X.2. **The thermodynamics of phase transition. Anomalies in the physical properties of ferromagnetic materials** . . . 14

X.2.1. The thermodynamics of phase transition . . . 14

X.2.2. Anomalies in the physical properties of ferromagnetic materials . . . 20

X.3. **Thermal effects** . . . 25

X.3.1. Magnetocaloric effect . . . 25

X.3.2. Thermal effects accompanying the magnetization processes . . . 27

X.4. **Magnetic behaviour at high pressure** . . . 32

X.5. **Phase transitions** . . . 35

X.5.1. Critical exponents . . . 35

X.5.2. Molecular field approximation . . . 39

X.5.3. Parameters involved in determining the critical exponents . . . 43

X.5.4. The Landau theory of phase transition . . . 44

X.5.5. Scaling laws. The renormalization group theory . . . 48

X.5.6. Multicritical points . . . 58

X.5.7. Phase transitions in spin glass and mictomagnetic materials . . . 68

References . . . 70

XI. **MODERN METHODS IN THE STUDY OF THE MAGNETIC BEHAVIOUR OF MATERIALS** . . . 74

XI.1. **Electron paramagnetic resonance** . . . 74

XI.2. **Resonance in magnetic ordered systems** . . . 92

XI.2.1. Magnetomechanical effects . . . 92

XI.2.2. Ferromagnetic resonance . . . 96

XI.2.3. Antiferromagnetic resonance . . . 108

XI.2.4. Ferrimagnetic resonance . . . 110

XI.3. **Nuclear magnetic resonance** . . . 113

XI.4. **Neutron diffraction** . . . 123

XI.5. **Mössbauer effect** . . . 135

XI.6. **Perturbed angular correlations** . . . 149

XI.7. **The study of magnetic materials by the muon spin rotation technics** . . . 159

XI.8. **Technics for positron annihilation used in the study of magnetic materials** . . . 165

References . . . 170

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XII. ANISOTROPY AND MAGNETOSTRICTION 181
XII.1. General problems 181
XII.2. The phenomenological description of anisotropy and magnetostriction . . . 186
XII.2.1. Phenomenological description of anisotropy 186
XII.2.2. Phenomenological description of magnetostriction 190
XII.2.3. Elastic energy 191
XII.3. Microscopic models for anisotropy 195
XII.3.1 The single-ion model of anisotropy 195
XII.3.2. The two-ions model of anisotropy 201
XII.3.3. Anisotropy in the band model 204
XII.4. Thermal and field dependence of the magnetocrystalline anisotropy in systems with localized moments 210
XII.5. Induced anisotropies 215
XII.5.1. Directional order 215
XII.5.2. The kinetics of anisotropy developed during annealing in magnetic field 219
XII.5.3. Induced anisotropy by rolling 221
XII.5.4. Induced ansotropy during the elaboration of materials 224
XII.5.5. Induced anisotropy by magnetic annealing 225
XII.5.6. Induced anistotropy in metallic glasses 226
XII.6. Experimental methods 227
XII.7. Experimental data 229
XII.8. Magnetoelastic energy 230
XII.8.1. Magnetoelastic effects 230
XII.8.2. Phenomenological description of the magnetoelastic energy 233
XII.8.3. Equilibrium strains 234
XII.8.4. The correlation between the anisotropy and magnetostriction coefficients in the Néel model 238
XII.9. Thermal variation of magnetostriction in the localized moment systems . . 240
XII.10. Magnetostriction in band models 244
XII.10.1. Normal magnetostriction 244
XII.10.2. Forced magnetostriction 249
XII.10.3. Paramagnetostriction 252
XII.10.4. Oscillatory magnetostriction 254
XII.11. The contribution of magnetic energy to the elastic properties and anisotropy constants 255
XII.11.1. The contributon of magnetic energy to the elastic properties 255
XII.11.2. The contribution of magnetostriction to the anisotropy constants 258
XII.12. Experimental results 259
XII.12.1. Experimental methods 259
XII.12.2. The rare-earth magnetostrictive compounds 262
XII.12.3. The magnetostriction of metallic glasses 264
References 267

XIII. MAGNETIC DOMAINS 275
XIII.1. Introduction 275
XIII.2. Domain walls 279
XIII.2.1. General problems. Classification 279
XIII.2.2. The dimensionality of the models for domain walls 282
XIII.3. The structure of domain walls 284
XIII.3.1. The Néel method in determining the domain walls structure 284

BOUMASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

XIII.3.2. Other methods used for computing the domain walls structure 300
XIII.4. **Models for unidimensional walls of the thin films** 304
XIII.4.1. Uncharged unidimensional Néel walls in films with-in plane anisotropy . . . 304
XIII.4.2. Uncharged unidimensional Bloch walls in films with uniaxial anisotropy in plane 309
XIII.4.3. Charged unidimensional Néel walls 310
XIII.4.4. Unidimensional walls with a perpendicular axis to film plane 311
XIII.5. **Models for bidimensional walls** 313
XIII.51. Bidimensional Bloch walls 313
XIII.5.2. Bidimensional Néel walls 316
XIII.6. **Magnetic domains** 317
XIII.6.1. Magnetostatic energy of the domains 319
XIII.6.2. Structures of the magnetic domains in materials with uniaxial anisotropy 323
XIII.6.3. Structures of the magnetic domains in crystals with cubic symmetry. Secondary structures. 326
XIII.7. **Domain structures in ferromagnetic thin films** 330
XIII.7.1. The magnetization axis of the monodomenial thin films 330
XIII.7.2. The magnetostatic energy of ferromagnetic thin films 331
XIII.7.3. The influence of anisotropy on the domain structures 333
XIII.7.4. Domain structures in thin films with perpendicular structural anisotropy ($Q > 1$) 335
XIII.7.5. Domain structures in thin films with perpendicular structural anisotropy ($Q < 1$) 337
XIII.8. **Magnetic domains in antiferromagnetic and amorphous materials** 339
XIII.8.1. Domain structures in antiferromagnetic materials 339
XIII.8.2. Domain structures in amorphous materials 343
XIII.9. **Experimental methods in the study of the domain structures** 343
XIII.9.1. The Bitter method 343
XIII.9.2. The Lorentz electron microscopy 345
XIII.9.3. Methods based on Kerr and Faraday magnetooptic effects 350
XIII.9.4. Technics for determining the domain structures by neutrons 353
XIII.9.5. X-rays topography. 355
References 356
XIV. **MAGNETIZATION PROCESSES**. 362
XIV.1. **General problems** 362
XIV.2. **Magnetization of the single crystals** 364
XIV.3. **The Rayleigh law. The Preisach model** 371
XIV.4. **The domain wall motion** 375
XIV.4.1. Potential function model 375
XIV.4.2. Elastic model 381
XIV.4.3. Friction model 383
XIV.4.4. Narrow domain wall motion 385
XIV.4.5. Wall motion in the random functions theory. 387
XIV.4.6. Wall domain dynamics 388
XIV.5. **The Barkhausen effect** 391
XIV.6. **Initial magnetic susceptibility** 394
XIV.7. **Coercive field** 399
XIV.7.1. The model of rigid plane wall 399
XIV.7.2. The dispersion field model 405
XIV.7.3. Other models for coercive field 411
XIV.8. **The saturation approach law for polycrystalline materials** 416
XIV.8.1. The magnetization rotations in high fields 417
XIV.8.2. The origin of H^{-1} term 421

XIV.8.3. Methods for obtaining the magnetization and histeresis curves 426
XIV.9. **Magnetic behaviour of materials under the action of successive and asymmetric histeresis cycles** 427
References 429

XV. **FINE PARTICLES** 432
XV.1. **Introduction** 432
XV.2. **Critical size of unidomenial particle** 433
XV.2.1. Classical model of unidomenial particle 433
XV.2.2. Critical dimension of particle in micromagnetic theory 437
XV.3. **Magnetization of fine particles** 442
XV.3.1. Magnetization processes in the micromagnetic theory 442
XV.3.2. Magnetization processes 445
XV.4. **Magnetostatic interactions between particles** 459
XV.5. **Superparamagnetism** 464
XV.5.1. Mechanism for magnetization relaxation 464
XV.5.2. Superparamagnetic behaviour of fine particles 469
XV.5.3. The determination of fine particle dimensions 473
XV.6. **The uses of fine particles** 477
XV.6.1. Permanent magnets 477
XV.6.2. Magnetic recording. 478
XV.6.3. Rock magnetism. 481
References 482

XVI. **Magnetic behaviour of thin films** 485
XVI.1. **Introduction** 485
XVI.2. **Magnetic properties of single crystal thin films** 486
XVI.2.1. Single crystal thin films of 3*d* transition metals 487
XVI.2.2. The substrate influence on the magnetic behaviour. Composition modulate thin films 491
XVI.3. **Amorphous thin films** 493
XVI.3.1. Amorphous thin films of 3*d* transition metals and their alloys 493
XVI.3.2. Rare-earth amorphous thin films 496
XVI.4. **Thin films with bubbles domains** 500
XVI.5. **The relation between the magnetic properties of thin films and their structure. Switching mechanisms** 508
XVI.5.1. The relation between the magnetic properties and film structure 508
XVI.5.2. Switching mechanisms in thin films 515
XVI.6. **Models used to describe the spontaneous magnetization of thin films** 518
References 524

XVII. **MAGNETIC AFTER-EFFECT** 528
XVII.1. **General problems** 528
XVII.2. **The formal model of magnetic after-effect** 530
XVII.3. **Magnetic after-effect due to diffusion** 536
XVII.3.1. Phenomenological models 536
XVII.3.2. The Néel model of the after-effect due to diffusion 537
XVII.4. **Magnetic after-effect due to fluctuations** 546
XVII.4.1. The Néel model of the after-effect due to fluctuations 546
XVII.4.2. The Street-Woolley model 550
XVII.4.3. Other models used to describe the magnetic after-effects due to fluctuations 553
XVII.5. **Magnetic after-effect in materials with narrow walls** 559
XVII.6. **Methods for measuring the magnetic after-effects** 560
References 561

BOLJAI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Redactor: EUGEN MARINEANU
Tehnoredactor: FELICIA BOLOCAN

Bun de tipar: 12 XII—1983. Format: 16/70×100
Coli de tipar: 36
C.Z. pentru biblioteci mari: 538 (021)=59
C.Z. pentru biblioteci mici: 538

241 I. P. Informația
str. Brezoianu nr. 23—25,
București

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY